Elektronica en Telecommunicatie **I**

Gemeenschappelijke publikatie van de
Sectie voor Telecommunicatietechniek van het KIvI en het
Nederlands Elektronica- en Radiogenootschap.
Redactie-adres: Prinsessegracht 23, Den Haag.

Studiedag Sonar (Sound Navigation and Ranging)

534.87:654.92

III. Voortplanting van geluid in zeewater

door ir. J. G. Schothorst, Physisch Laboratorium RVO-TNO, 's-Gravenhage



Synopsis: *Propagation of Sound in Seawater.*
It is shown that the propagation of sound in seawater depends strongly on the temperature profile. Sound-ray diagrams for a number of different temperature gradients are discussed and regions are indicated in which sound cannot or can hardly penetrate (shadow zones).

Furthermore, some of the main factors are mentioned that influence the detectibility of acoustic signals in the sea. Signal attenuation is caused by spreading, absorption and scattering of the sound, while the masking background depends on the level of sea noise, selfnoise of the ship and reverberation.

Inleiding

Het eerste artikel in deze serie [1] handelde over het opsporen van objecten in het water met behulp van geluid, dat door deze objecten wordt teruggekaatst (actieve sonar), of met behulp van geluid, dat deze objecten eventueel zelf uitstralen (passieve sonar). Voor het opsporen van objecten in water wordt voornamelijk van geluid gebruik gemaakt, daar bij geluid de transmissieverliezen zo veel geringer zijn dan bijv. bij licht of andere elektromagnetische golfverschijnselen.

De detectiemogelijkheden van geluid in water hebben echter hun begrenzing. Deze wordt veroorzaakt: door de *wijze* waarop geluid zich in het water voortplant, door de *verliezen* die hierbij optreden en door de *stoorbronnen* die de signalen maskeren. Om een indruk te geven van de detectiemogelijkheden van geluid in water, zullen deze drie aspecten in het kort worden behandeld.

De voortplanting van geluid in water kan mathematisch beschreven worden door het oplossen van de golfvergelijking voor de randvoorwaarden, welke gelden voor het medium met zijn grensvlakken (oppervlak en bodem). De golfvergelijking is een partiële differentiaalvergelijking welke het verband geeft tussen de geluidsdruk p, de coördinaten x, y, z en de tijd t:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = C^2 \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) \tag{1}$$

In deze vergelijking stelt C de geluidssnelheid voor, welke eventueel afhankelijk is van de coördinaten.

Er zijn twee methoden in gebruik om de golfvergelijking op te lossen:

– De ene oplossingsmethode maakt gebruik van de zgn. 'mode'-theorie. Hierbij wordt de voortplanting beschreven met behulp van karakteristieke functies, ook wel moden genaamd, welke –

Voordrachten, gehouden voor de Afdeling voor Krijgskundige Techniek en de Sectie voor Telecommunicatietechniek van het KIvI op 15 december 1970 in het Physisch Laboratorium RVO-TNO te 's-Gravenhage. Voor de aankondiging zie 'De Ingenieur' 1970 nr. 47, blz. A 935.

[1]) Zie 'De Ingenieur' 1971, nr. 51/52, blz. ET 180 ... 183.

ieder op zichzelf – oplossingen zijn van de golfvergelijking. De moden worden zodanig bij elkaar opgeteld, dat aan de randvoorwaarden en aan de voorwaarde welke de bron stelt, wordt voldaan. Het resultaat is een gecompliceerde mathematische functie welke, in tegenstelling tot de tweede oplossingsmethode, weinig inzicht geeft in de verdeling van de geluidsenergie over ruimte en tijd.

– De andere methode voor het oplossen van de golfvergelijking baseert zich op de geluidsstralentheorie. Deze theorie gaat uit van de veronderstelling dat er golffronten bestaan, waarop de fase of tijdfunctie van de oplossing constant is. Het geluid plant zich voort in richtingen loodrecht op deze golffronten. Deze richtingen worden ook wel geluidsstralen genoemd.

De geluidsstralentheorie geeft zijn oplossing o.a. in de vorm van een geluidsstralen-diagram, dat een goed fysisch inzicht geeft in de verdeling van de energie over de ruimte. De geluidsstralentheorie is echter niet onder alle omstandigheden toepasbaar. In die gevallen waar de geluidsstralen sterk gekromd zijn (d.w.z. wanneer de kromtestraal niet groot is t.o.v. de golflengte) geeft de geluidsstralentheorie geen betrouwbare oplossing meer. Praktisch gesproken betekent dit, dat het toepassen van de geluidsstralentheorie niet geoorloofd is voor zeer lage frequenties (grote golflengten). Bij praktische sonar-problemen zijn de frequenties doorgaans hoog genoeg om van de geluidsstralentheorie nog gebruik te kunnen maken.

In ondiep water is de oplossing volgens de geluidsstralentheorie ingewikkeld doordat vele gereflecteerde stralen dan met elkaar interfereren. Dit geldt vooral voor grote trajecten. Voor deze omstandigheden wordt daarom in het algemeen de oplossing volgens de mode-theorie gebruikt. Daar ondiep-waterproblemen hier echter niet in beschouwing worden genomen, zal in hetgeen volgt alleen de oplossing volgens de geluidsstralentheorie worden behandeld.

Geluidsstralentheorie

Een van de belangrijkste aspecten van de geluidsstralentheorie is vastgelegd in de wet van Snellius, welke de breking van geluidsstralen beschrijft in een medium waarin de voortplantingssnelheid verandert.

In een medium dat is opgebouwd uit verschillende lagen, binnen elke waarvan de bijbehorende geluidssnelheid constant is, bestaat de geluidsstraal uit een aantal rechte, onderling geknikte lijnstukken. Een illustratie hiervan geeft fig. 1.

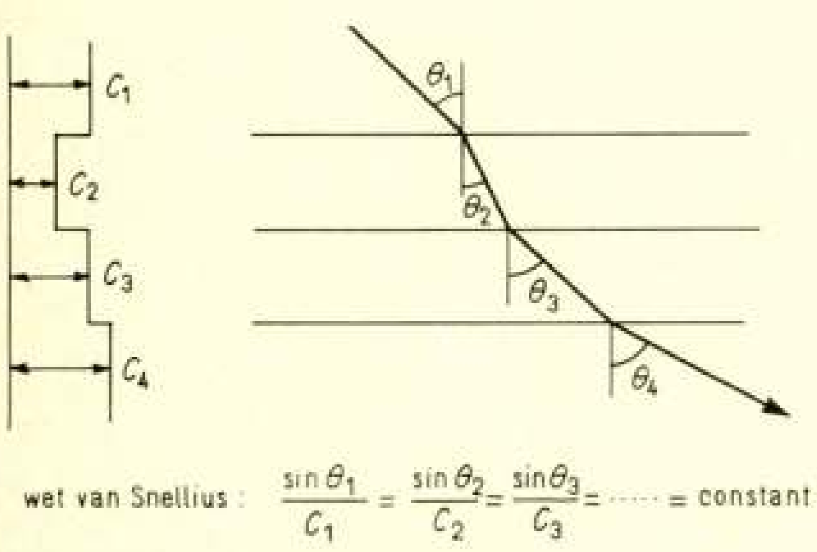


Fig. 1. Breking in een gelaagd medium.

In deze figuur ziet men tevens dat geluidsstralen naar beneden worden afgebogen bij een negatieve sprong in de geluidssnelheid, en naar boven bij een positieve sprong.

Verandert de geluidssnelheid continu, dan zal de geluidsstraal in het algemeen vloeiend gekromd zijn. Zo kan men bewijzen dat bij een lineaire verandering van de geluidssnelheid met bijv. de diepte ($C = C_0 + g \cdot z$), de geluidsstraal volgens een cirkelboog verloopt. De straal R van deze cirkelboog wordt gegeven door de uitdrukking:

$$R = \left| \frac{1}{g} \cdot \frac{C}{\sin \theta} \right| \tag{2}$$

De factor g in deze uitdrukking stelt de snelheidsgradiënt voor. Bij een negatieve gradiënt worden de geluidsstralen naar beneden afgebogen; bij een positieve gradiënt naar boven.

Gezien de invloed van een verandering in de geluidssnelheid op het geluidsstralendiagram zullen eerst de eigenschappen van de geluidssnelheid in water worden besproken.

Voortplantingssnelheid van geluid in water

De voortplantingssnelheid van geluid in water verandert met de geografische positie, de diepte, de seizoenen en de tijd van de dag.

Al vroeg heeft men getracht de voortplantingssnelheid van geluid in water te meten. In 1827 werden door twee Zwitsers, Colladon en Sturm, proeven uitgevoerd in het Meer van Genève. Een klok werd onder water geluid en een buskruitvlam werd ontstoken bij het begin van het luiden van de klok. Een waarnemer met een hydrofoon op een bekende afstand mat het tijdsverschil tussen het zien van de buskruitvlam en het horen van de klok. Uit dit gemeten tijdsverschil en de bekende afstand werd de voortplantingssnelheid van geluid in water berekend. Het resultaat was 1435 m/s bij een temperatuur van 8,1 °C, een waarde die zeer dicht ligt bij latere meer nauwkeurig bepaalde waarden.

Voor zeewater ligt de voortplantingssnelheid van geluid in de buurt van 1500 m/s; de juiste waarde hangt echter af van de temperatuur, de diepte en het zoutgehalte. Een veel gebruikte formule die het verband tussen deze parameters geeft, is die van Wilson (1960):

$$C = 1449{,}2 + 4{,}623T - 0{,}0546T^2 + 1{,}391\,(S - 35) + 0{,}017D \tag{3}$$

waarin:

C = geluidssnelheid [m/s]
T = temperatuur [°C]
S = zoutgehalte [$^0/_{00}$]
D = diepte [m]

Normaal zeewater heeft een zoutgehalte van ongeveer 35 $^0/_{00}$, zodat dan in de uitdrukking voor de geluidssnelheid de term, waarin het zoutgehalte voorkomt, verdwijnt. In zoet water, met een zeer kleine waarde van S, vinden we een geluidssnelheid die ongeveer 3% kleiner is dan in zeewater.

Doordat de druk in het water toeneemt met de diepte, neemt ook de geluidssnelheid toe met de diepte. Per 1000 m in de diepte neemt de geluidssnelheid met ongeveer 1% toe.

Op geringe diepte wordt het effect van de druktoeneming vaak overtroffen door het effect dat een verandering van de temperatuur op de geluidssnelheid heeft. Zo geeft een toeneming in temperatuur van 10 °C tot 20 °C een geluidssnelheidstoeneming van ongeveer 2%. Deze vergroting van de geluidssnelheid komt overeen met het effect van een druktoeneming over ongeveer 2000 m in de diepte. Aangezien dergelijke temperatuurveranderingen alleen op relatief geringe diepten kunnen optreden (opwarming door de zon), is het duidelijk dat het temperatuurver-

loop met de diepte zeer belangrijk is voor de bepaling van het verloop van de geluidssnelheid over die diepte, en dus ook voor de stralengang van het geluid. Daar de temperatuur op zee gemakkelijk kan worden gemeten, is het gebruik geworden om de geluidsvoortplantingscondities te karakteriseren door het verloop van de temperatuur als functie van de diepte.

Invloed van de temperatuurgradiënt op de stralengang

Voor verschillende typische temperatuurverdelingen zullen we nu de stralengang van het geluid beschouwen. Wij gaan hierbij uit van een lineair verloop van de temperatuur met de diepte en nemen de temperatuurgradiënt als variabele factor. Het blijkt dat onder deze aanname de geluidssnelheid bij goede benadering ook lineair met de diepte verloopt (ondanks de term met T^2 in formule (3)).

Wij onderscheiden nu vier typische waarden voor de temperatuurgradiënt:

a. *Een (speciaal gekozen) zeer zwakke negatieve temperatuurgradiënt*. In dit geval wordt de negatieve temperatuurgradiënt zodanig gekozen, dat het effect van de druktoeneming met de diepte juist wordt opgeheven. Het gevolg hiervan is dat de geluidssnelheid niet met de diepte verandert. Deze toestand wordt isotach genoemd. De temperatuurgradiënt waarvoor dit het geval is blijkt bij 12,5 °C ongeveer −0,5 K/100 m te zijn (fig. 2).

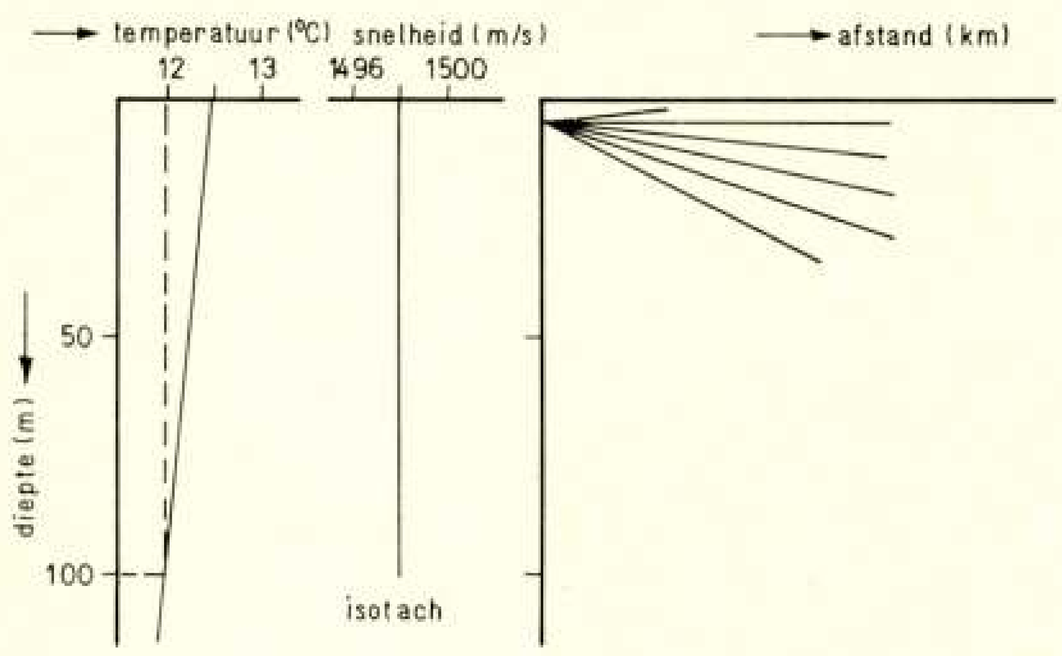


Fig. 2. Zwakke negatieve temperatuurgradiënt (isotache conditie).

De isotache conditie komt zelden voor en is bovendien weinig stabiel. Een kleine verandering in de temperatuurgradiënt maakt al dat de stralen zullen afbuigen. Toch wordt deze situatie – als zijnde een gemakkelijk geval – veel gebruikt voor het berekenen van voortplantingsverliezen in water. Zoals uit fig. 2 is af te leiden zou, alsdan vanuit een puntbron in een onbegrensd medium, bolvormige uitbreiding van het geluid optreden. Aangezien het oppervlak van een zich uitbreidende bol evenredig is met het kwadraat van de toenemende afstand (= straal van de bol), neemt de energiedichtheid met het kwadraat van de afstand af. De uitbreidingsverliezen zijn dus evenredig met de afstand in het kwadraat, hetgeen overeenkomt met 6 dB per afstandsverdubbeling.

b. *Isotherme conditie* (*temperatuurgradiënt* = 0). In het geval van isothermie bepaalt alleen de druktoeneming het verloop van de snelheid met de diepte. Aangezien de geluidssnelheid toeneemt met de diepte worden de geluidsstralen naar boven afgebogen (fig. 3).

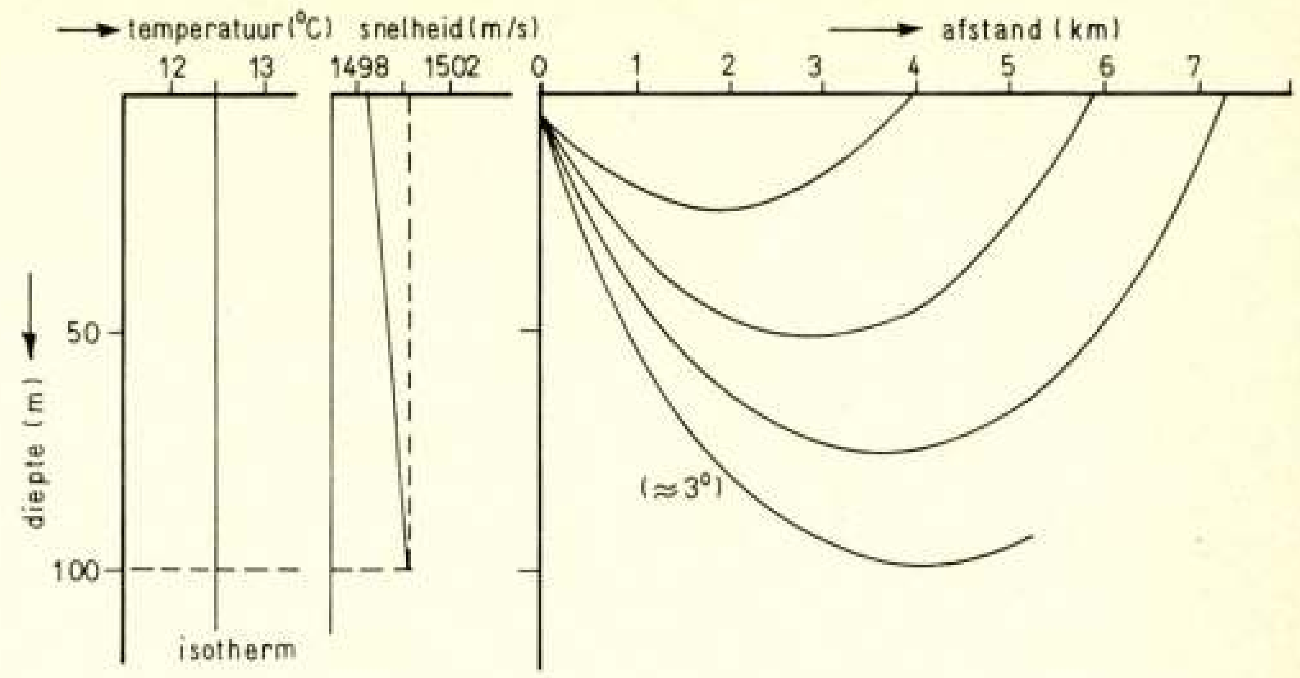


Fig. 3. Isotherme conditie.

Isotherme condities treden vaak op in de bovenste waterlaag als het water goed is gemengd, hetgeen tijdens of na afloop van een storm het geval is. Ook worden isotherme condities aangetroffen op zeer grote diepte, waar bovendien de temperatuur zeer stabiel is en onafhankelijk van het seizoen en de tijd van de dag. Dit is ook de reden dat geluidsstralen op grote diepte altijd naar *boven* worden afgebogen.

Zoals reeds werd opgemerkt, beschrijft een geluidsstraal een cirkelboog als de geluidssnelheid lineair met de diepte verandert. De straal van deze cirkelboog heeft voor isotherme condities een lengte van ongeveer 90 km; de afbuiging is dus maar zeer flauw. Om deze afbuiging toch nog te kunnen laten zien is in fig. 3 de diepteschaal uitgerekt. Door deze schaalverandering ontstaat echter wel een vertekend beeld, waarop men ook bij de figuren 4 … 10 bedacht moet zijn.

c. *Positieve temperatuurgradiënt*. Het effect, dat een positieve temperatuurgradiënt heeft op de geluidssnelheid, wordt nog versterkt door het effect van de druktoeneming met de diepte. Het gevolg is dat een sterke afbuiging naar boven optreedt (fig. 4). In de praktijk treden positieve temperatuurgradiënten zelden op.

d. *Negatieve temperatuurgradiënt*. Het komt nogal eens voor dat de temperatuurgradiënt zo sterk negatief is, dat het effect van de druktoeneming met de diepte volledig wordt overschaduwd. Het gevolg hiervan is dat de snelheid sterk met de diepte afneemt, zodat nu de geluidsstralen naar beneden worden afgebogen (fig. 5).

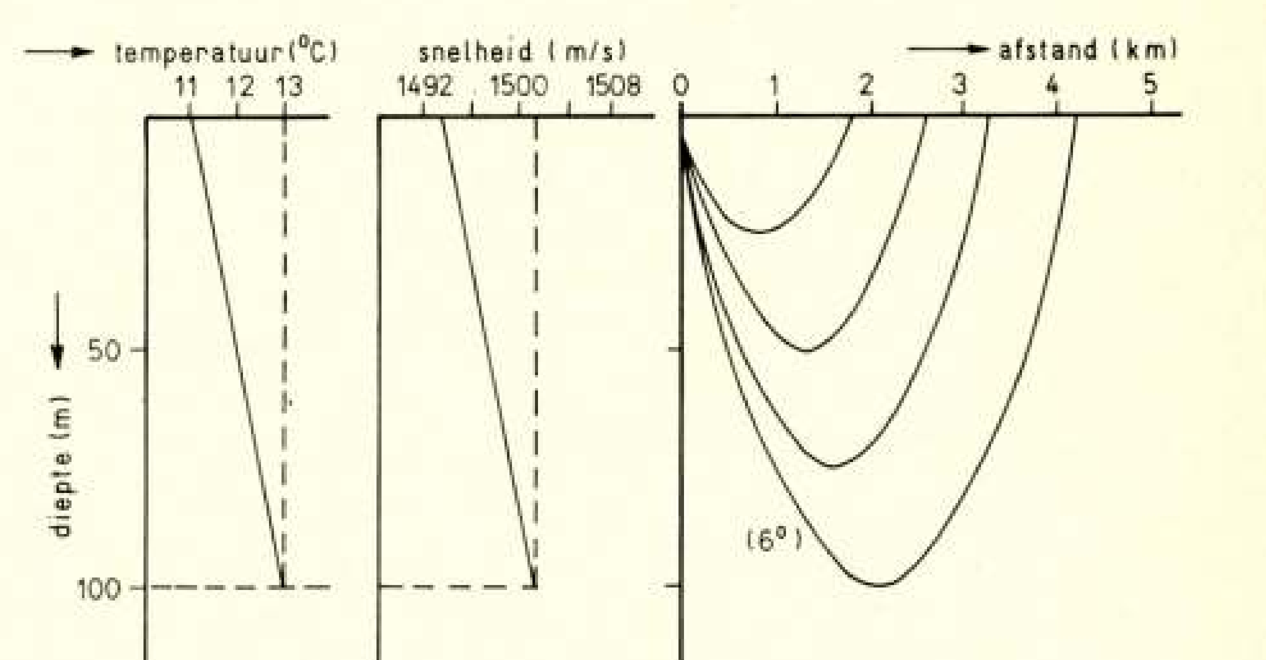


Fig. 4. Positieve temperatuurgradiënt.

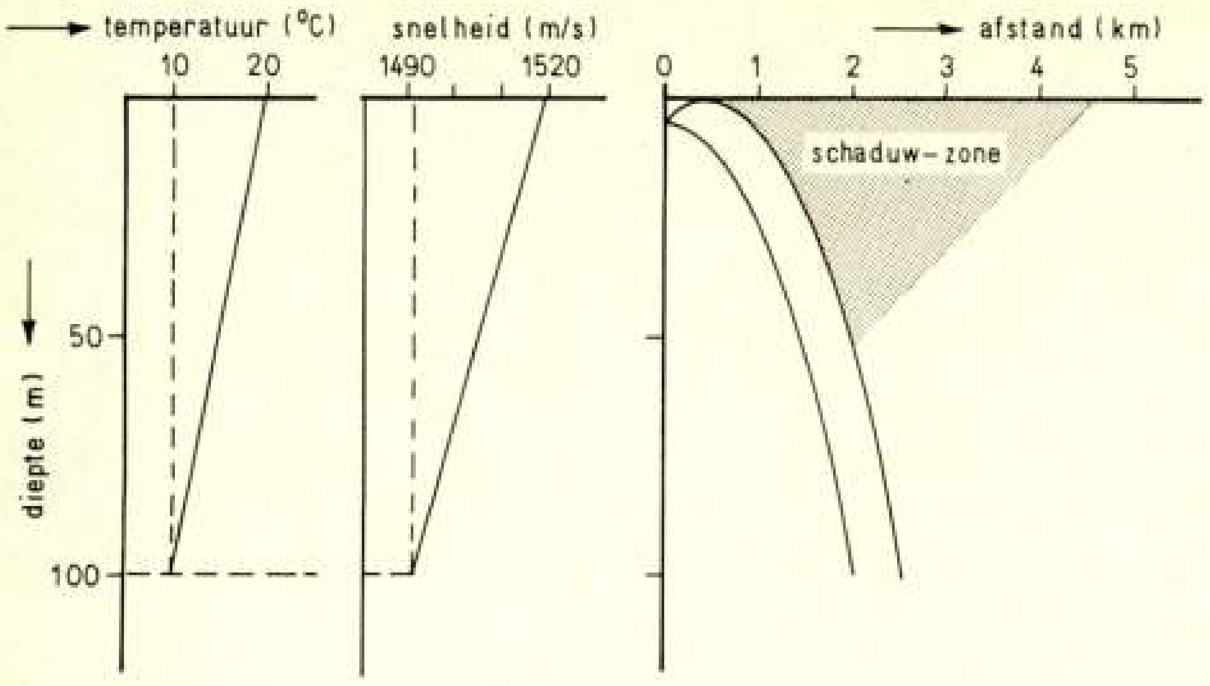


Fig. 5. Negatieve temperatuurgradiënt.

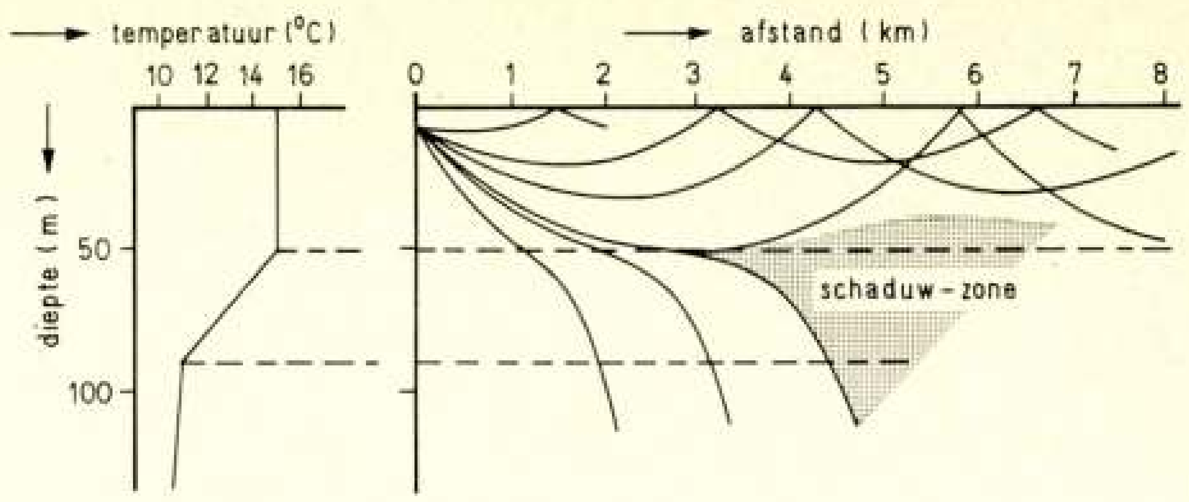


Fig. 6. Atlantische Oceaan – zomer.

Indien geen bodemreflecties optreden – hetgeen bij een horizontaal uitgezonden bundel in diep water meestal het geval is – zien wij dat er gebieden zijn waar nauwelijks of geen energie kan doordringen. Deze gebieden worden schaduwzones genoemd. Objecten, welke zich in zo'n schaduwzone bevinden, zijn vrijwel niet te detecteren. Alleen door de brondiepte te vergroten kan de schaduwzone verkleind worden.

Een sterk negatieve temperatuurgradiënt treedt vaak op in de zomer, als bij kalm weer de bovenste laag van het water gedurende de dag wordt opgewarmd. Aangezien dit effect van opwarming door de zon in de middag het grootst is, wordt in sonarkringen wel gesproken over het 'afternoon effect', hetgeen duidt op slechte detectie-omstandigheden.

Een negatieve temperatuurgradiënt vinden we doorgaans ook onder een laag die door menging isotherm is geworden.

In het voorbeeld van fig. 5 is de temperatuurgradiënt -1 K per 10 m diepteverandering. De meest extreme waarde voor de temperatuurgradiënt, die in de praktijk optreedt, is omstreeks -3 K per 10 m diepteverandering. De kromtestraal, die voor dit extreme geval de afbuiging beschrijft, bereikt hierbij zijn kleinste waarde, nl. ongeveer 2,5 km, hetgeen aanzienlijk kleiner is dan de eerdergenoemde 90 km voor het geval van isotherme condities.

Nu is een voorwaarde voor een verantwoorde toepassing van de geluidsstralentheorie, dat de kromtestraal groot moet zijn t.o.v. de golflengte. Aangezien voor een frequentie van 1 Hz de golflengte 1500 m is (en voor 10 Hz dus 150 m), mogen wij concluderen dat in extreme gevallen pas bij een frequentie < 10 Hz de geluidsstralentheorie minder betrouwbare resultaten zal geven.

Enkele typische geluidsstraal-diagrammen

Wij zullen nu de belangrijkste eigenschappen van de afbuiging van geluidsstralen illustreren aan de hand van een praktisch voorbeeld. Een situatie, die zich op de Atlantische Oceaan in de zomer zou kunnen voordoen, is weergegeven in fig. 6.

De eerste laag, welke zich uitstrekt tot een diepte van 50 m, is isotherm. Hieronder treedt een negatieve temperatuurgradiënt op van -1 K/10 m, en daaronder een zwakke negatieve temperatuurgradiënt van $-0,1$ K/10 m. De bron bevindt zich op een diepte van 5 m. In de eerste laag treedt afbuiging naar boven op, waardoor overal in deze laag – eventueel na reflectie – geluid doordringt (zgn. 'surface channel').

Beneden deze laag treedt wegens de sterke negatieve temperatuurgradiënt afbuiging naar onderen op, waardoor een schaduwzone ontstaat. Een onderzeeboot die zich hierin bevindt is er vrijwel zeker van niet opgemerkt te worden. Een onderzeeboot kan bovendien zijn diepte zo kiezen, dat het detectiebereik slechts enkele kilometer bedraagt!

De situatie wordt nog ernstiger als het zgn. 'afternoon effect' optreedt. Dit is weergegeven in fig. 7. Hier is de temperatuurverdeling dezelfde als in het vorige geval, met alleen het verschil dat nu dicht bij het oppervlak een sterke negatieve temperatuurgradiënt optreedt, ontstaan door opwarming door de zon gedurende de dag. Door dit 'afternoon effect' wordt (ten opzichte van het vorige geval) de stralengang ingrijpend gewijzigd: dicht onder het oppervlak treedt nu ook afbuiging naar beneden op, waardoor een veel grotere schaduwzone ontstaat, die dan reeds vanaf een afstand van 0,5 à 1 km aanwezig is.

Het zal duidelijk zijn dat schaduwzones strategisch van groot belang kunnen zijn; daarom nog enkele opmerkingen betreffende de eigenschappen van deze schaduwzones:

– In de eerste plaats dient gewezen te worden op de geluidsstralen, welke in de figuren 6 en 7 in de diepte verdwijnen. Deze geluidsstralen worden door het effect van de druktoeneming met de diepte later op hun weg weer naar boven afgebogen en komen zo weer terug bij de oppervlakte. Dit effect is geïllustreerd in fig. 8. Bij deze figuur is verticaal de schaaleenheid 1000 m. Op grote diepte blijft de temperatuur constant, waardoor alleen het effect van de druktoeneming met de diepte de afbuiging van de geluidsstralen bepaalt. Horizontaal is de schaaleenheid 10 km. Op een afstand van 50 km is een gebied van ongeveer 3 à 5 km op te merken, waar de geluidsstralen weer bij de oppervlakte komen. Bovendien treedt daar een relatieve verdichting van energie op (convergentie), waardoor de uitbreidingsverliezen ongeveer 10 à 20 dB lager zijn dan voor bolvormige uitbreiding ('convergence gain').

– In de tweede plaats moet opgemerkt worden dat de grootte van de schaduwzone afhankelijk is van de diepteligging van de bron. Door de brondiepte te vergroten wordt de schaduwzone

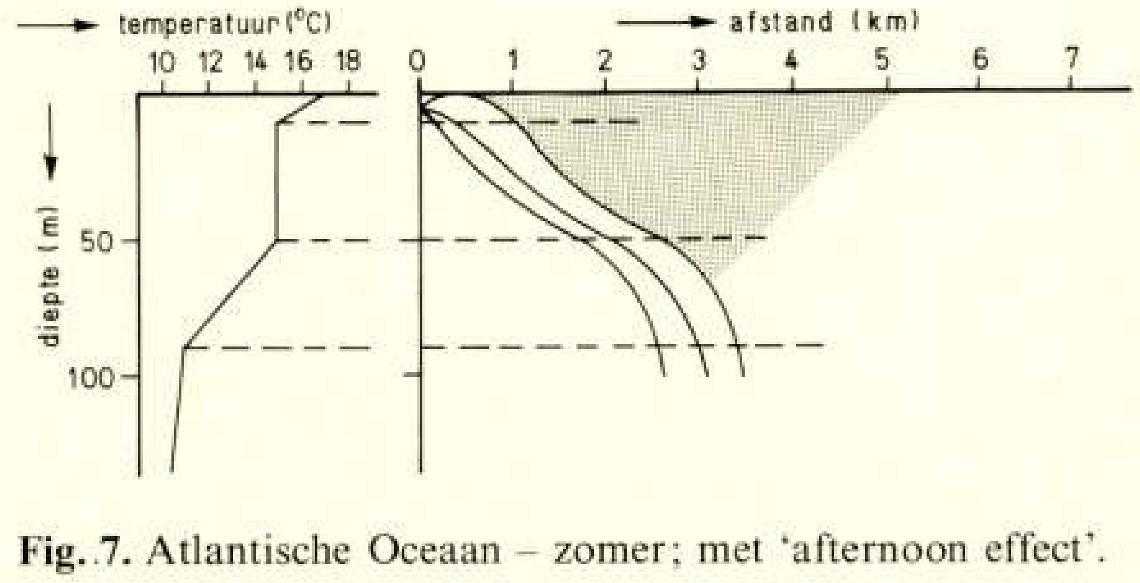


Fig. 7. Atlantische Oceaan – zomer; met 'afternoon effect'.

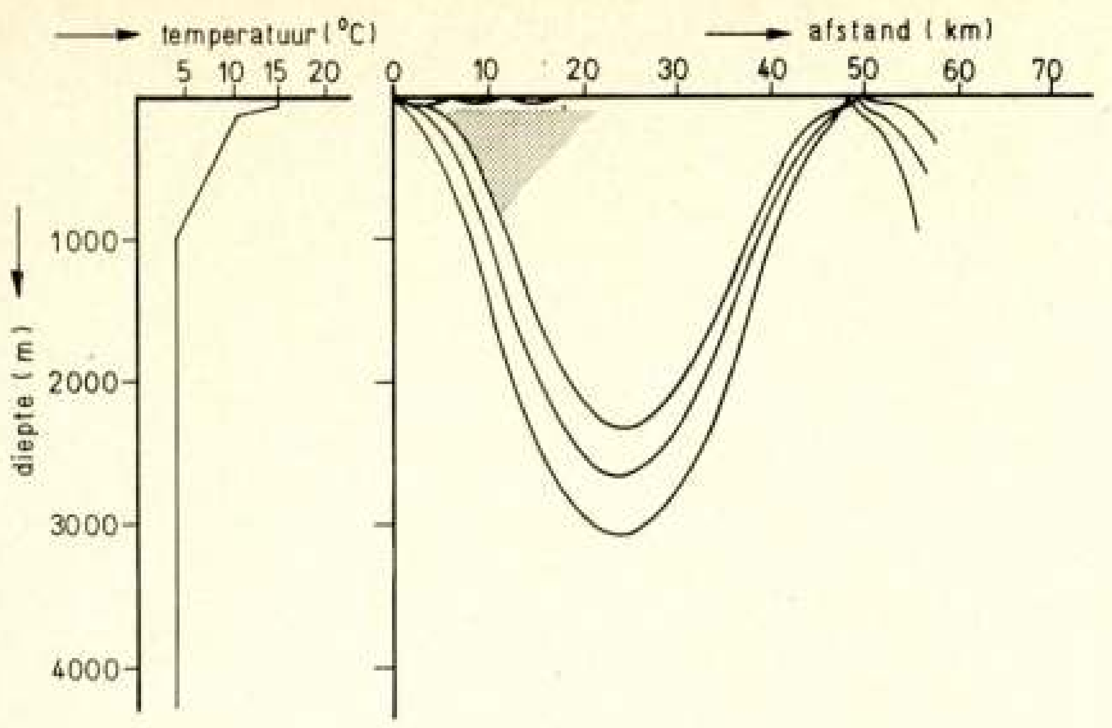


Fig. 8. Convergentiezone op grote afstand.

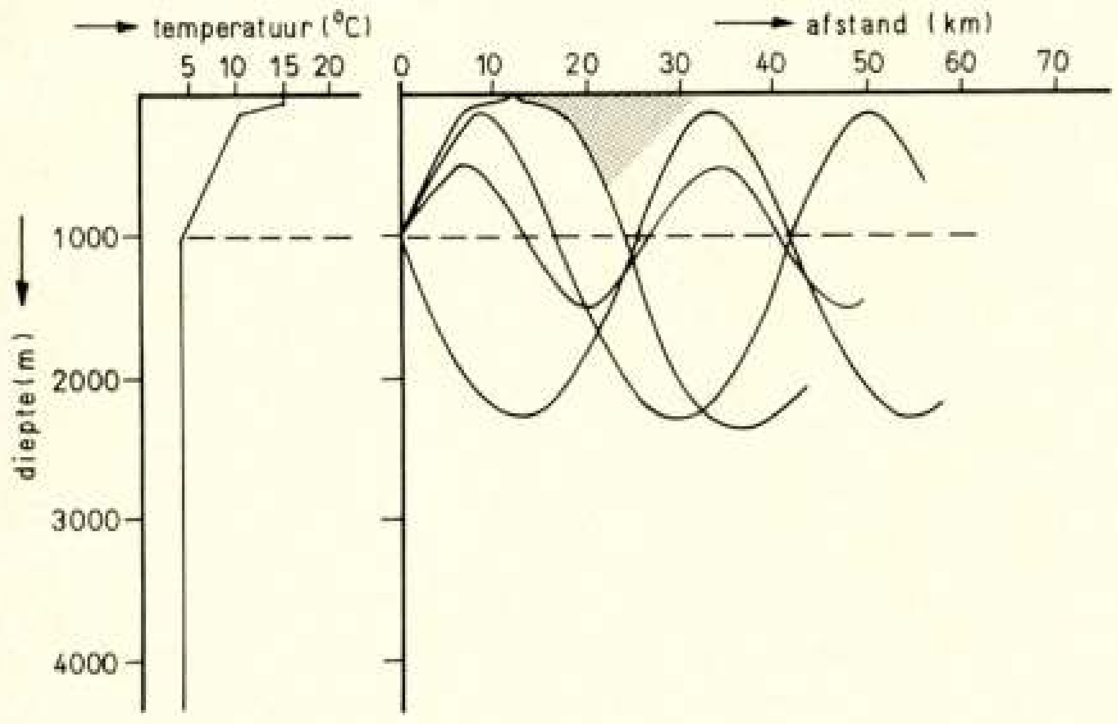


Fig. 9. Geluidskanaal.

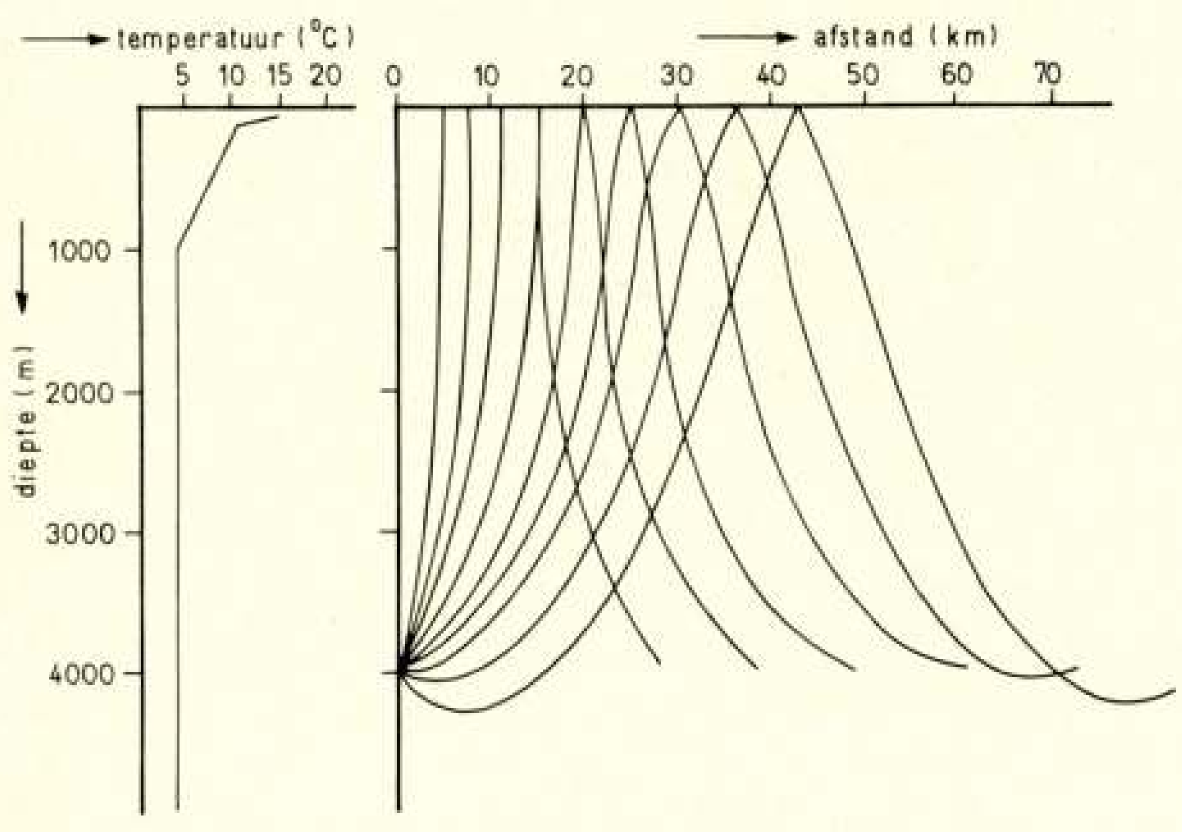


Fig. 10. Bron op zeer grote diepte.

kleiner. Om dit te illustreren is in fig. 9 het geval afgebeeld waarbij de bron zich op een diepte van 1000 m bevindt.

In deze figuur treedt nog een ander interessant effect op. Boven de 1000 m diepte is de snelheidsgradiënt namelijk negatief, terwijl onder de 1000 m diepte de snelheidsgradiënt positief is. Hierdoor worden sommige geluidsstralen beurtelings naar beneden en naar boven afgebogen en worden zo gevangen gehouden in een soort geluidskanaal. De voortplantingscondities in zo'n geluidskanaal zijn uitermate gunstig. Aangezien in theorie geen geluidsenergie uit een geluidskanaal kan verdwijnen, zijn de verliezen relatief laag.

De schaduwzone voor een bron op 1000 m diepte is aanzienlijk kleiner dan in de vorige gevallen. Door de bron op een nog grotere diepte te plaatsen kunnen we de schaduwzone uiteindelijk geheel laten verdwijnen (fig. 10). In deze figuur bevindt de bron zich op een diepte van 4000 m. De schaduwzone is hier geheel verdwenen en tot op grote afstanden wordt een volledige 'dekking' met geluidsstralen verkregen.

Voortplantingsverliezen

De voortplantingsverliezen van geluid in water hebben een grote invloed op de detecteerbaarheid van geluidssignalen. De belangrijkste verliezen kunnen wij in drie soorten indelen.

Divergentieverliezen

Divergentieverliezen zijn verliezen welke het gevolg zijn van de uitbreiding van het geluid over de ruimte. Voor bolvormige uitbreiding bedragen de divergentieverliezen 6 dB per afstandsverdubbeling.

Indien er geen bolvormige uitbreiding van geluid is, dus als geluidsstralen worden afgebogen, moet een correctie worden toegepast. Deze correctieterm kan een zeer grote waarde aannemen. Een extreem voorbeeld hiervan is wel de schaduwzone, waar vrijwel geen geluidsenergie kan binnendringen en de verliezen dus oneindig groot zijn. Ook kan de correctieterm een negatieve waarde aannemen. Zoals wij reeds gezien hebben is dit het geval als convergentie van geluidsstralen optreedt.

Absorptieverliezen

Absorptie is een proces waarbij energie wordt omgezet in warmte. Ook bij de voortplanting van geluid in water treedt absorptie op, in een mate die afhangt van verschillende factoren. In zeewater blijkt de absorptie van geluidsenergie veel hoger te zijn dan in gedistilleerd water. Voor frequenties < 100 kHz blijkt de belangrijkste oorzaak hiervan de ionische relaxatie van magnesiumsulfaat ($MgSO_4$) te zijn. Ionische relaxatie treedt op door de dissociatie en reassociatie van $MgSO_4$ in oplossing, onder invloed van de druk van een geluidsgolf.

De totale absorptieverliezen in zeewater zijn afhankelijk van

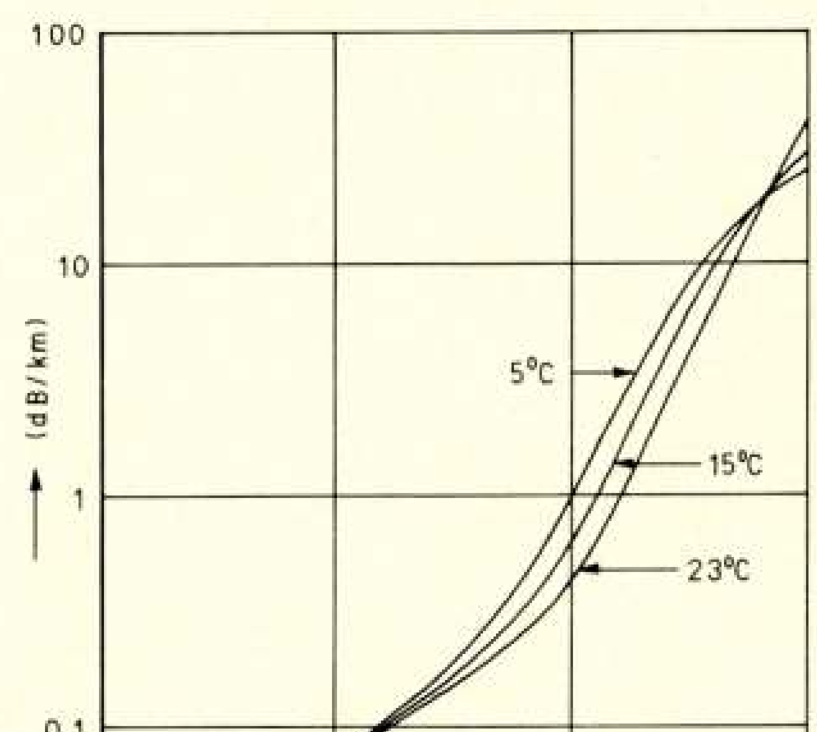


Fig. 11. Absorptiecoëfficiënt α.

de geluidsfrequentie en de temperatuur. Zowel bij hoge als bij lage frequenties zijn de verliezen evenredig met het kwadraat van de frequentie, terwijl er een tussengebied is waarbij de absorptieverliezen op een meer gecompliceerde wijze van de frequentie afhangen. De afhankelijkheid van de frequentie en de temperatuur is grafisch weergegeven in fig. 11, waar de absorptiecoëfficiënt α is afgebeeld als functie van de frequentie.

Op relatief korte afstanden zijn de absorptieverliezen in het algemeen klein t.o.v. de uitbreidingsverliezen. Voor bolvormige uitbreiding bedragen de divergentieverliezen over de afstand van 1 m naar 1 km reeds 20 log 1000 = 60 dB. Op grote afstanden gaan de absorptieverliezen een grotere rol meespelen.

Verstrooiingsverliezen

Tenslotte zijn er verliezen welke het gevolg zijn van verstrooiing van akoestische energie door inhomogeniteiten in het zeewater. Visjes, zandkorrels, luchtbellen, een ruw zeeoppervlak veroorzaken ieder op zichzelf verstrooiing van de akoestische energie. Vooral verstrooiing door het zeeoppervlak kan bij hoge zeetoestand aanzienlijk zijn.

Stoorbronnen

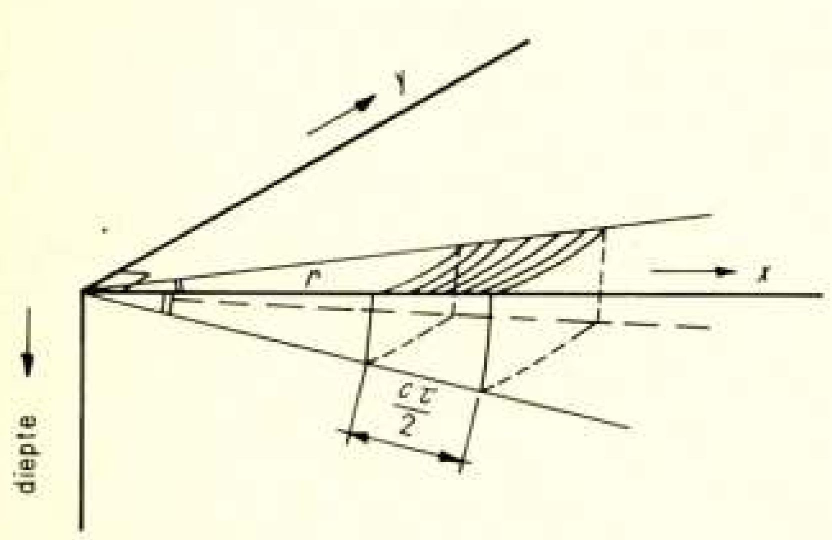
Naast de verliezen, die bij de voortplanting van geluid in water optreden, moeten wij ook de stoorbronnen in beschouwing nemen om de detecteerbaarheid van geluidssignalen in water te kunnen bepalen. Van de belangrijkste stoorbronnen, die geluidssignalen in water maskeren, worden in het volgende de meest kenmerkende eigenschappen opgesomd.

Zeeruis

Zeeruis ontstaat door waterbeweging, breken van golven, enz. Het spectrum van zeeruis vertoont een afneming van 5 dB per octaaf. Het niveau van de zeeruis is sterk afhankelijk van de zeetoestand. Zo bedraagt het niveauverschil van de zeeruis tussen zeetoestand '6' en zeetoestand '0' ongeveer 25 dB.

Eigen ruis van het schip

Een tweede stoorbron is de eigen ruis van het varende schip. Deze eigen ruis wordt veroorzaakt door machines aan boord, wervelingen rond de dom waarin zich de transducent bevindt,



oppervlakte reverberatie
oppervlakte :: $r \cdot \tau$
niveau :: $\frac{(SL) \cdot \tau}{r^3} \cdot \rho_0$

volume reverberatie
volume :: $r^2 \cdot \tau$
niveau :: $\frac{(SL) \cdot \tau}{r^2} \cdot \rho_v$

(SL) = zendniveau
τ = pulslengte
r = afstand
ρ_0 = reverberatiesterkte per eenheid van oppervlakte
ρ_v = reverberatiesterkte per eenheid van volume

Fig. 12. Berekening van reverberatieniveau.

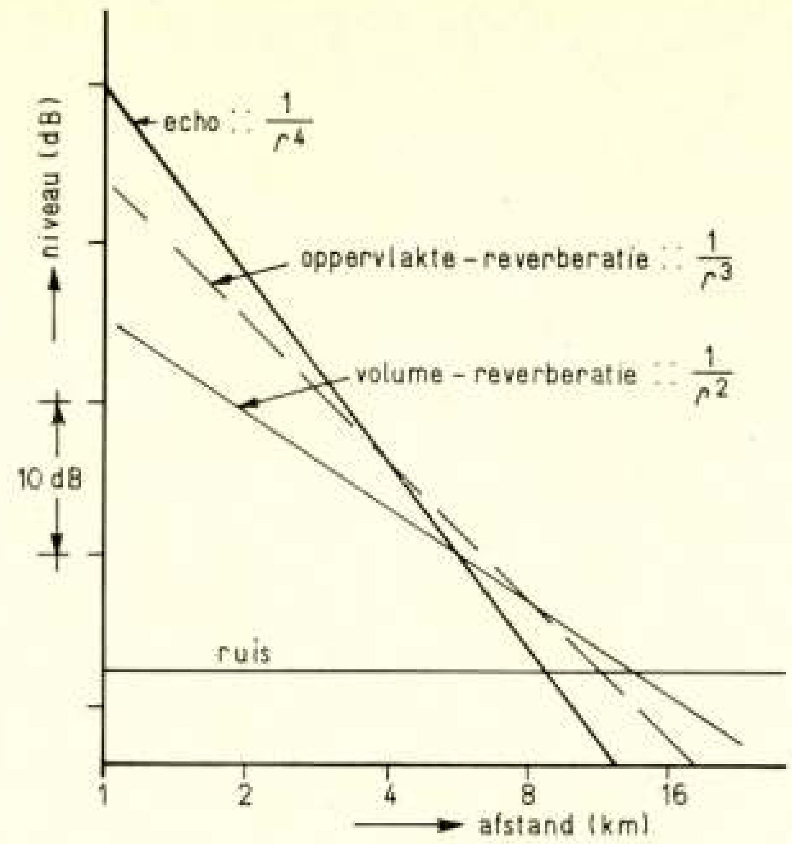


Fig. 13. Niveau van echo en achtergrond als functie van de afstand (bolvormige uitbreiding).

cavitatie van de schroeven, enz. Eigen ruis is o.a. afhankelijk van de geluidsfrequentie en van de snelheid van het schip. Vooral bij hoge snelheid is het eigen ruisniveau vaak groter dan dat van de zeeruis.

Reverberatie

Als laatste stoorbron noemen wij de reverberatie welke het gevolg is van verstrooiing van uitgestraald geluid door inhomogeniteiten, welke zich in het water, aan het zeeoppervlak c.q. op de bodem bevinden. Het reverberatieniveau hangt uiteraard af van de aard en de dichtheid van de verstrooiers maar ook van het zendniveau, de pulslengte, de bundelbreedte en de afstand. Fig. 12, die geldt voor isotache condities, geeft de afhankelijkheid van de verschillende factoren schetsmatig weer. Geluidsenergie wordt hier uitgezonden in een horizontale bundel met een bepaalde bundelbreedte in het horizontale en in het verticale vlak. De pulslengte bedraagt τ seconden, hetgeen wil zeggen dat de puls in het water zich uitstrekt over een afstand $C \cdot \tau$. Op ieder moment worden inhomogeniteiten binnen een afstandsverschil van $C \cdot \tau$ aangestraald. Het reverberatieniveau *op een bepaald moment* wordt echter bepaald door de verstrooiers welke binnen een halve pulslengte worden aangestraald, omdat de verstrooide energie ook nog de terugweg moet afleggen naar de ontvanger.

Op een bepaalde afstand r beschouwen wij dus een afstandsinterval van $C\tau/2$. Het aangestraalde oppervlak (gearceerd in fig. 12), resp. het volume dat bijdraagt tot het reverberatieniveau op een bepaald moment, is evenredig met $r \cdot \tau$ resp. met $r^2 \cdot \tau$ alsmede met de horizontale en verticale bundelbreedte. De reverberatiesterkte van zo'n gebied wordt verkregen door het in rekening brengen van de factor ρ, die een maat is voor de aard en de dichtheid van de verstrooiers.

Het reverberatieniveau is ook evenredig met de intensiteit waarmee het geluid op een afstand r arriveert: $[SL]/r^2$ (fig. 12) en verder nog evenredig met de verliezen welke op de terugweg optreden, hetgeen nogmaals een vermenigvuldiging met $1/r^2$ oplevert. Bij deze berekening zijn alleen de uitbreidingsverliezen voor isotache condities in rekening gebracht.

Het resultaat van deze globale berekening leert ons dat het reverberatieniveau evenredig is met het zendniveau, de pulslengte, de bundelbreedte en de factor ρ, welke een maat is voor de aard en de dichtheid van de verstrooiers. Verder zien wij dat het niveau van de oppervlaktereverberatie sneller met de

toenemende afstand afneemt dan dat van de volumereverberatie. Dit laatste aspect is tenslotte in fig. 13 schetsmatig weergegeven.

Deze figuur geldt weer voor isotache condities, waarbij alleen de uitbreidingsverliezen worden beschouwd. Het echoniveau blijkt het sterkst met de afstand af te nemen, nl. evenredig met $1/r^4$ voor heen- en terugweg samen. Daarna komt de oppervlaktereverberatie en vervolgens de volumereverberatie. Tenslotte treffen wij het constante ruisniveau. In dit geval is oppervlaktereverberatie de dominerende maskerende achtergrond. Echter, indien de zeetoestand laag is, en het niveau van de oppervlaktereverberatie dus gering, zou ook de volumereverberatie de dominerende factor kunnen zijn. Ook is het mogelijk dat ruis dit is, bijv. bij een hoge snelheid van het schip.

Vergroting van het zendniveau doet het niveau van de echo en dat van de reverberatie in dezelfde mate stijgen, het ruisniveau verandert echter niet. De maskering van een echo door ruis zal bij vergroten van het zendniveau dus verminderen, de maskering door reverberatie zal niet veranderen.

In het hierna volgende artikel IV zal op de detecteerbaarheid van signalen tegen een maskerende achtergrond dieper worden ingegaan. Tevens zal hierbij worden aangegeven, welke de mogelijkheden zijn om de maskerende achtergrond te reduceren met behulp van signaalverwerkingstechnieken.

Literatuur

[1] URICK, Robert J.: 'Principles of Underwater Sound for Engineers'. McGraw-Hill, 1967.

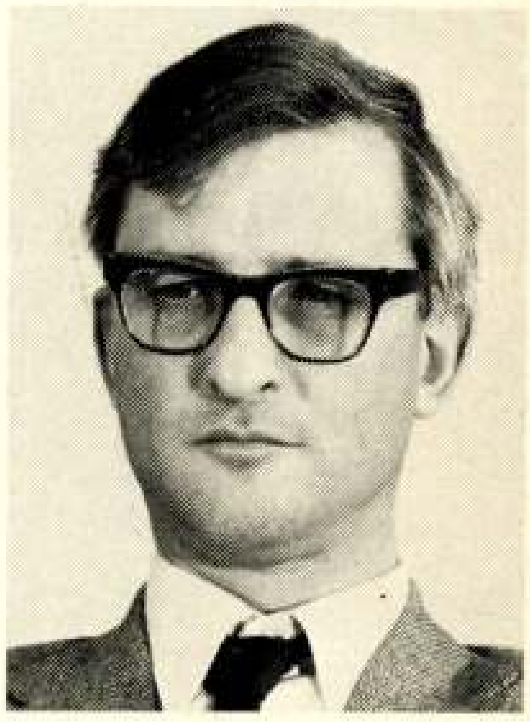
[2] OFFICER, C. B.: 'Introduction to the Theory of Sound Transmission with Application to the Ocean'. McGraw-Hill, 1958.

[3] 'Physics of Sound in the Sea', National Defence Res. Comm. Sum. Tech. Report of Div. 6 Vol. 8, 1946, Washington, D.C.

534.87:654.92

IV. Pulsvormen voor actieve sonar

door ir. C. van Schooneveld, Physisch Laboratorium RVO-TNO, 's-Gravenhage



Synopsis: *Pulse Shapes for Active Sonar.*

The selection of suitable pulse shapes for active sonar is of major importance for the detection of targets against a background of noise or reverberation (= the compound echo signal from the ocean's surface and bottom). Roughly, reverberation reduction is obtained by manipulating the system's resolution capability in time and frequency (target range and target speed). The influence of noise is reduced by emitting a large amount of energy per pulse, which leads to the application of long duration pulses.

A survey is given of the detection properties of a tone pulse, an FM-pulse and, briefly, of a noise-like pulse. The features of the various pulses are illustrated by means of experimental results, obtained at sea and in the 'Nieuwe Water-weg' shipping channel near Hoek of Holland.

1. Inleiding

1.1. *Algemeen*

Een van de onderzoekingen op het gebied van sonar-signaalverwerking op het Physisch Laboratorium RVO-TNO heeft betrekking op de eigenschappen van diverse zendpulsen en de bijbehorende ontvangers.

Bij actieve sonar zendt men een puls uit met een lengte tussen 10 ms en 1 à 2 s, bij een draaggolffrequentie tussen 2000 en 20 000 Hz. Gedurende een zekere luistertijd (maximaal $\approx$ 30 s) wacht men af of er een echo terugkomt. Daarna wordt de transmissie herhaald, men wacht opnieuw de echo af, enz. De echo wordt niet alleen gekenmerkt door een wachttijd na uitzending (overeenkomend met de afstand), maar ook door een dopplerverschuiving (corresponderend met de naderingssnelheid).

De keuze van geschikte zendpulsen en ontvangers berust op overwegingen van drieërlei aard: de invloed van het medium op de signalen, de richtlijnen van de detectietheorie, en de elektronische mogelijkheden bij het realiseren van de ontvangers. Wij zien dan nog af van financiële beperkingen en operationele eisen, die natuurlijk ook een grote rol kunnen spelen.

In dit artikel zal niet op al deze punten worden ingegaan: wij beperken ons tot een overzicht van de maatregelen die speciaal voor de storingsbestrijding worden getroffen, en dan nog alleen voor zover het de verwerking van de echo's als functie van tijd en frequentie betreft. Aangenomen wordt dat de ruimtelijke verwerking al gebeurd is en dat wij te doen hebben met signalen uit een bundel met onveranderlijke afmetingen, die gericht is op een te detecteren onderzeeboot.

1.2. *Storingen: ruis en reverberatie*

De detectie van zwakke onderzeeboot-echo's wordt beperkt door twee soorten storingen: 'ruis' en 'reverberatie' (fig. 1).

'Ruis' wordt veroorzaakt door lawaai van het eigen schip: schroefruis, machinegeluiden, turbulenties in verband met de waterstroming langs de transducerkoepel, enz. Ook de zee zelf draagt bij tot de ruis, vnl. door geluiden vanaf het zeeoppervlak: overslaande golven, regeninslag, enz. Het ruissignaal kan gedurende de luistertijd als stationair worden beschouwd. Over de relatief kleine bandbreedte van de ontvanger mag tevens het vermogensspectrum constant worden verondersteld, zodat men te maken heeft met 'stationaire witte smalband-ruis' (fig. 2I).

Onder 'reverberatie' (letterlijk: 'nagalm', afgekort tot 'reverbs') verstaat men de echo's van andere reflectors dan een

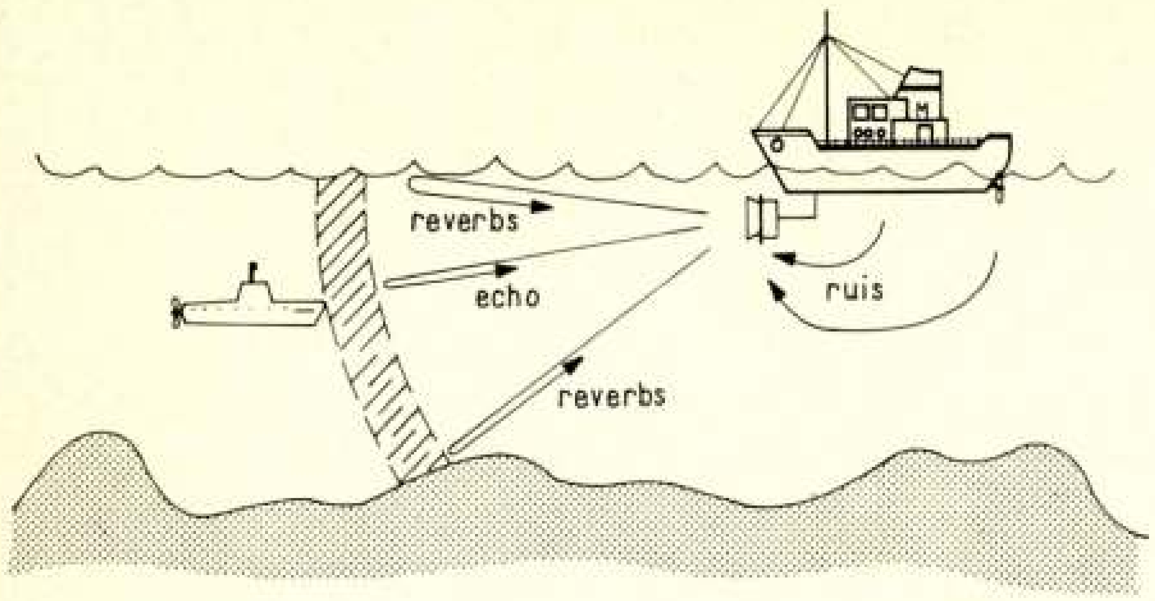


Fig. 1. Storing: ruis en reverberatie.

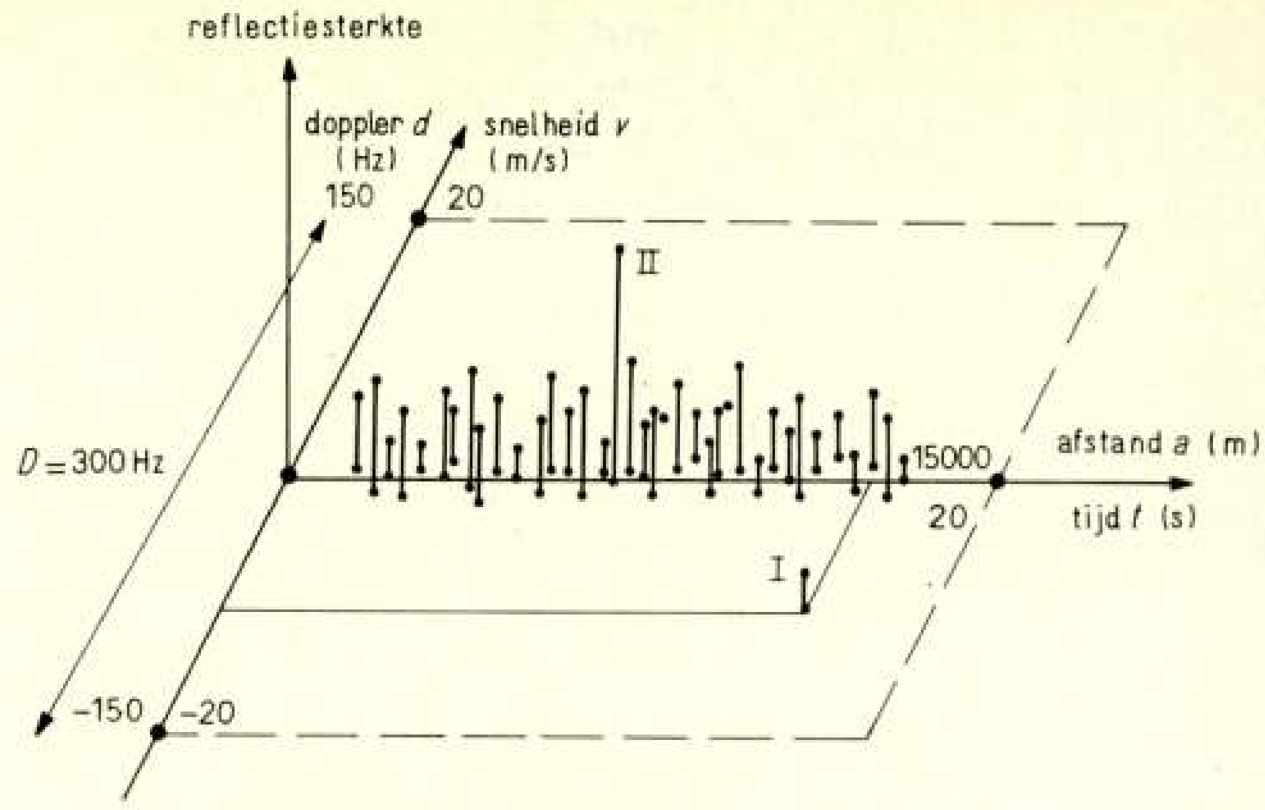


Fig. 3. Het tijd/frequentie- of afstand/snelheid-vlak.

onderzeeboot. Deze storende echo's zijn afkomstig van de zeebodem, van het ruwe zeeoppervlak, en eventueel van dierlijk of plantaardig leven in het water zelf.

Bij een grote dichtheid van de reverberatie-reflectors tellen de individuele echo's op, waardoor zij een stochastisch proces vormen met het karakter van smalband-ruis. Ten gevolge van de propagatiedemping neemt de sterkte van het reverb-signaal tijdens de luistertijd snel af. Het spectrum hangt samen met het spectrum van de zendpuls, en is in het algemeen niet constant over de bandbreedte van de ontvanger. Het reverb-signaal komt dus overeen met 'niet-stationaire gekleurde smalband-ruis' (fig. 2II).

In het begin van de luistertijd is de reverberatie in vergelijking tot de ruis zéér sterk. Het verschil kan 60 à 80 dB bedragen. Aan het einde van de luistertijd is de reverberatie uitgestorven en is er alleen nog ruis over, zoals ook uit fig. 2 volgt.

1.3. *Het detectieprobleem*

De onderzeeboot-echo moet gedetecteerd worden tegen een gezamenlijke achtergrond van reverberatie en ruis. Beperkt men zich tot een ruimtelijke bundel met gegeven openingshoek (par. 1.1.), dan kan noch het aantal reflectors dat deelneemt aan de opbouw van het reverb-signaal, noch de hoeveelheid ruis uit deze bundel verminderd worden. De enige mogelijkheid voor reductie van de storingsinvloed is dan de keuze van een geschikte combinatie van zendpuls en ontvanger.

De algemene regel is hierbij dat het effect van reverberatie verminderd wordt door manipulatie van het scheidend vermogen. Ruis daarentegen kan alleen met brute kracht worden bestreden, en wel door de zendpuls een voldoend grote energie te geven. Tegen reverberatie helpt vergroting van de zendenergie niet omdat de sterkten van doelsecho en reverb-signaal in gelijke mate toenemen.

De gelijktijdige aanwezigheid van beide soorten storing is een complicatie, vooral omdat hun sterkteverhouding tijdens de luisterduur snel verandert. Ter wille van de eenvoud zullen wij de twee storingsvormen afzonderlijk bekijken.

2. Maatregelen tegen reverberatie

2.1. *Het reflector-model*

Wij nemen aan dat er geen ruis is, en dat de onderzeeboot uitsluitend tegen een reverberatie-achtergrond gedetecteerd wordt. De dopplerverschuiving die optreedt bij een bewegend doel is dan een factor van doorslaggevend belang.

Fig. 3 is een schets van de reflectors in het tijd/frequentie- of het afstand/snelheid-gebied. Langs de assen in het horizontale vlak staan afstand en snelheid van ieder der reflectors; verticaal staat de reflectiesterkte. Met 'snelheid' van een reflector wordt de naderings- of doppler-snelheid bedoeld, d.w.z. de projectie van de werkelijke snelheid van een reflector op de verbindingslijn met het eigen schip (fig. 4). Daarbij wordt ter vereenvoudiging aangenomen dat het eigen schip stilligt. In fig. 3 correspondeert de afstand a met de tijd t, die verstrijkt tussen uitzending van de puls en aankomst van de echo. Evenzo correspondeert een naderingssnelheid v met een dopplerverschuiving d. De relaties zijn:

$$\left.\begin{aligned} t &= \frac{2}{C} \cdot a \\ d &= \frac{2f_o}{C} \cdot v \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

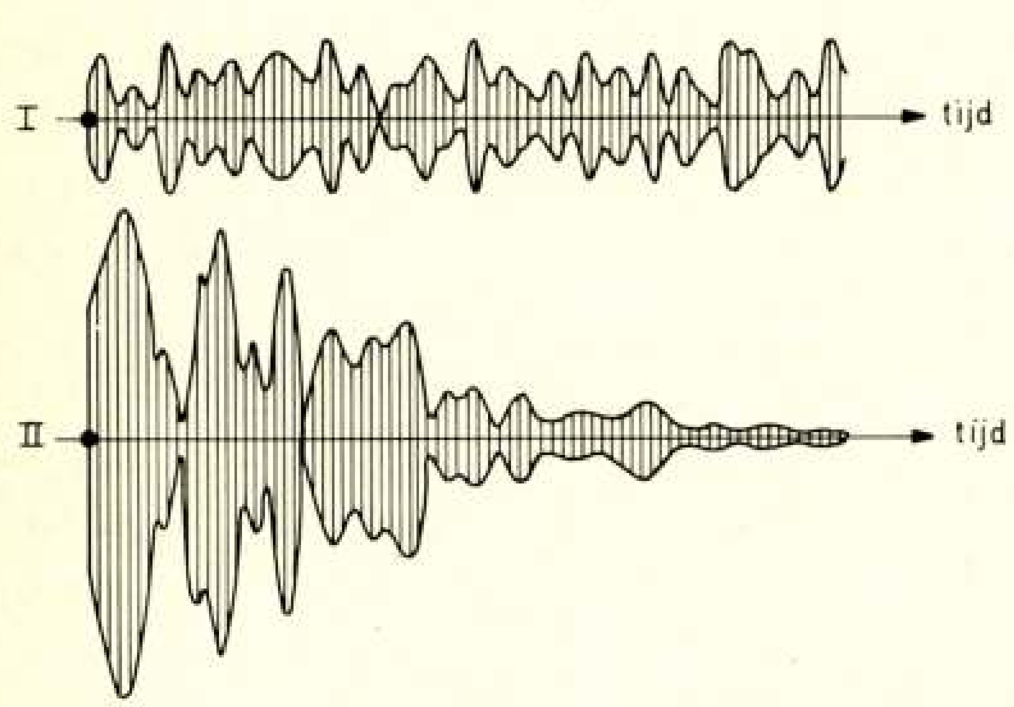


Fig. 2. Ruis (I) en reverberatie (II).

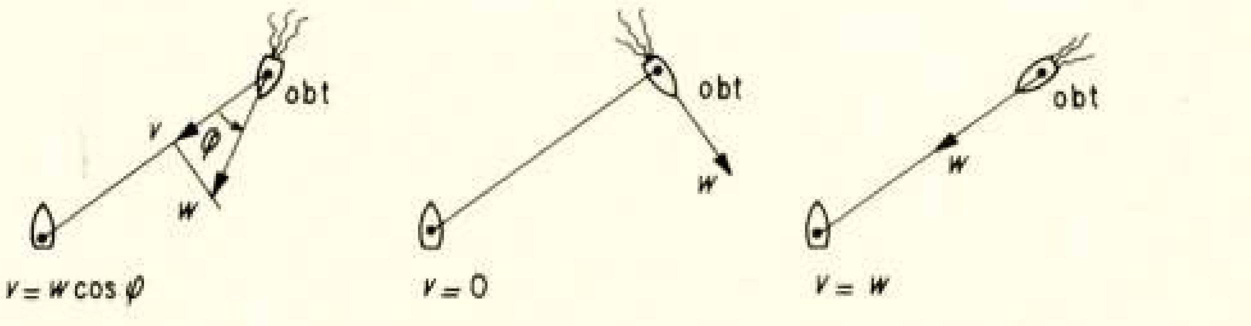


Fig. 4. Dopplersnelheid v en werkelijke snelheid w van een onderzeeboot ('obt').

met:
a = afstand [m]
t = tijd [s]
v = naderingssnelheid [m/s]
d = dopplerverschuiving [Hz]
f_o = draaggolffrequentie [Hz]
C = geluidssnelheid (in zeewater) = 1500 m/s

Zo geeft bijv. een maximum afstand van 15 km een luistertijd van 20 s. Een maximum snelheid V = 20 m/s geeft bij f_o = 6000 Hz een dopplergebied D van 300 Hz, gecentreerd rond f_o. In fig. 3 zijn deze grenzen met streeplijnen aangegeven.

Verder zijn in fig. 3 een aantal reverberatie-reflectors geschetst. Zij zijn geconcentreerd rond de afstandas, omdat bodem- en oppervlakte-reflectors geen of slechts lage snelheden hebben.[1] Tenslotte vindt men in fig. 3 een tweetal reflectors die overeenkomen met doelen met en zonder dopplersnelheid (resp. I en II).

Uit fig. 3 volgt een belangrijke conclusie. Als een doel geen dopplerverschuiving vertoont (II) is het alleen detecteerbaar als de reflectiesterkte groot is. Het moet zich op een *statistisch significante* manier onderscheiden van de reverb-reflectors in de nabije omgeving. Heeft het doel daarentegen een dopplerverschuiving die buiten de reverberatiezone ligt, dan is het zelfs nog detecteerbaar als de sterkte veel kleiner is dan die van de reverb-reflectors. Het lijkt alsof het doel oneindig zwak zou mogen worden, maar in de praktijk geeft natuurlijk de ruis, die ook aanwezig is, een ondergrens.

De detectie van zwakke dopplerdoelen tegen een sterke reverberatie-achtergrond gebeurt met een zgn. 'toonpulssonar', ook wel 'CW-pulssonar' genaamd. Voor de detectie van doelen zonder doppler gebruikt men bij voorkeur een 'FM-pulssonar'.

2.2. *Toonpulssonar*

De zendpuls is een stukje draaggolf met een tijdsduur T van bijv. 100 ms (fig. 5a). De pulsbandbreedte is dan $B = \frac{1}{T} = 10$ Hz.

Het echosignaal $x(t)$ wordt in de ontvanger gecorreleerd met een aantal kopieën van de zendpuls, de zgn. 'schablonen', ieder met een eigen frequentieverschuiving d_k (fig. 5b). Het verschil tussen twee schabloonfrequenties bedraagt $d_{k+1} - d_k = B$ Hz. Het uitgangssignaal van het $k$de correlatorkanaal[2] kan nu worden beschreven door:

$$|u_k(t)| = \left| \int_{t-\frac{1}{2}T}^{t+\frac{1}{2}T} x(\tau) \cdot \{s(\tau - t) \exp 2\pi j d_k (\tau - t)\}^* \, d\tau \right| \qquad (2)$$

(* duidt aan, dat de geconjugeerde norm van de uitdrukking tussen {...} bedoeld is).

waarin:

$$\left.\begin{aligned} s(t) &= \exp 2\pi j f_o t \text{ als zendpuls (voor } -\tfrac{1}{2}T < t < \tfrac{1}{2}T) \\ s(t) &\cdot \exp 2\pi j d_k t \text{ als schabloon voor het } k\text{de kanaal} \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

[1]) Als het eigen schip beweegt treedt een verbreding op van het snelheidsinterval waarbinnen zich de reverb-reflectors bevinden, veroorzaakt door de eindige openingshoek en door de zijlussen van de ruimtelijke bundel. Kwantitatief is dit een belangrijk effect, kwalitatief echter minder, zodat wij daar thans niet op in gaan.

[2]) Eigenlijk is deze ontvanger sub-optimaal omdat er geen rekening wordt gehouden met het gekleurde spectrum van de reverberatie. Men kan echter aantonen dat het verschil gering is, vooral als de zendpuls voorzien wordt van een afgeronde omhullende i.p.v. een rechthoekige.

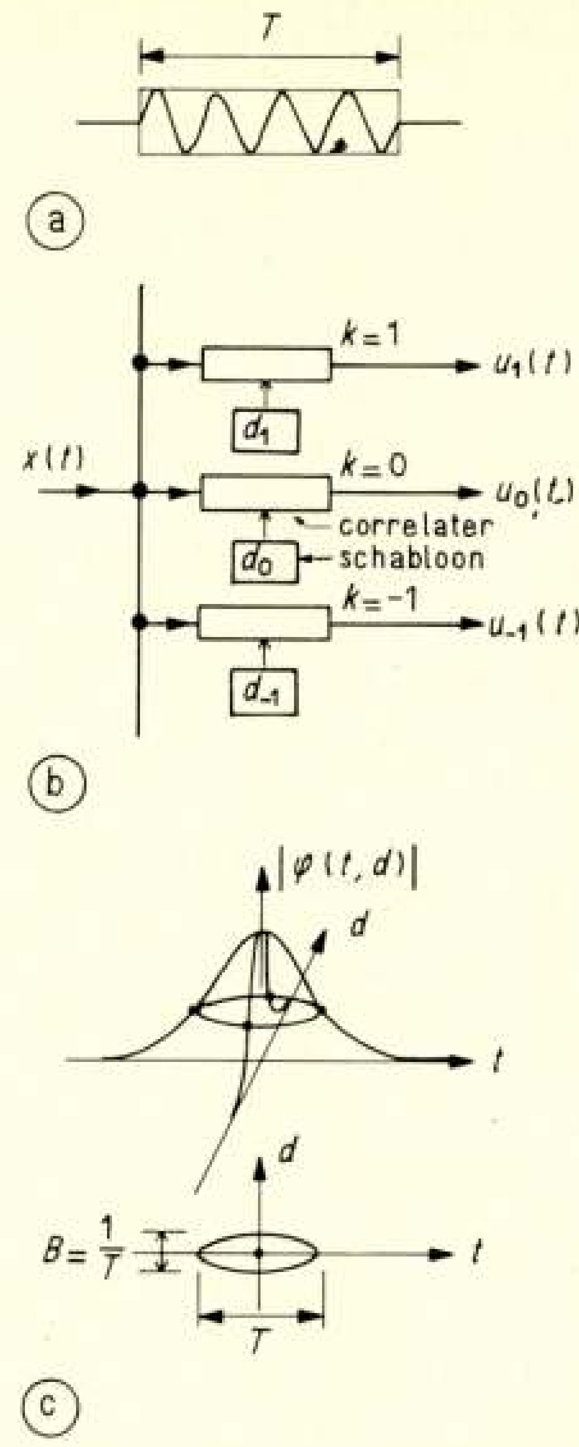


Fig. 5. Ontvangst van toonpulsen.
a. toonpuls; b. toonpulsontvanger; c. beeldvlek bij het toonpulssysteem.

In het geval van een toonpuls komt een dergelijke correlatoropstelling overeen met een aantal banddoorlaatfilters, elk met een eigen afstemfrequentie $(f_o + d_k)$. Dikwijls wordt de ontvanger ook in deze vorm gebouwd. Elk van de kanalen is dus hoofdzakelijk gevoelig voor echo's met een dopplerverschuiving, gelijk aan de verschuiving van het schabloon. Zo kan dan een zwakke echo met voldoend grote dopplerverschuiving gescheiden worden van de vele, en vaak sterkere, reverb-echo's zonder dopplerverschuiving. Fig. 6 geeft hiervan een uitbeelding.

Tegenover de hoge detectiekwaliteit voor een dopplerdoel staat bij de toonpulssonar een slechte detectie van doelen zonder dopplerverschuiving. De responsies komen tevoorschijn uit het centrale kanaal $(d_k = 0)$, maar de signaal/stoorverhouding is slecht, zelfs als het een doel betreft met een redelijke sterkte t.o.v. de reverb-reflectors. Om dit in te zien willen wij het detectiesysteem van een wat algemener standpunt beschouwen.

Wij denken ons hiertoe in dat er oneindig veel dopplerkanalen zijn, met oneindig kleine frequentieverschillen tussen de schablonen. Tezamen vormen deze kanalen dan een tijd/frequentievlak dat een afbeelding is van het vlak van fig. 3, waarin de reflectors waren uitgezet; fig. 7 verduidelijkt dit idee. De ontvanger is dus eigenlijk een afbeeldingsinstrument dat een 'objectvlak' afbeeldt op een 'beeldvlak'. Zoals bij de meeste afbeeldingsinstrumenten is er ook hier sprake van onscherpte. Zou er één reflector zijn bij $d = d_o$, $t = t_o$, dan zou in het beeldvlak de responsie gegeven worden door een functie $|\varphi(t-t_o, d-d_o)|$ waarbij:

$$|\varphi(t,d)| = \left| \int_{t-\frac{1}{2}T}^{t+\frac{1}{2}T} s(\tau) \cdot \{s(\tau - t) \exp 2\pi j d \; (\tau - t)\}^* \, d\tau \right| \qquad (4)$$

(* duidt hier weer op de geconjugeerde vorm.)

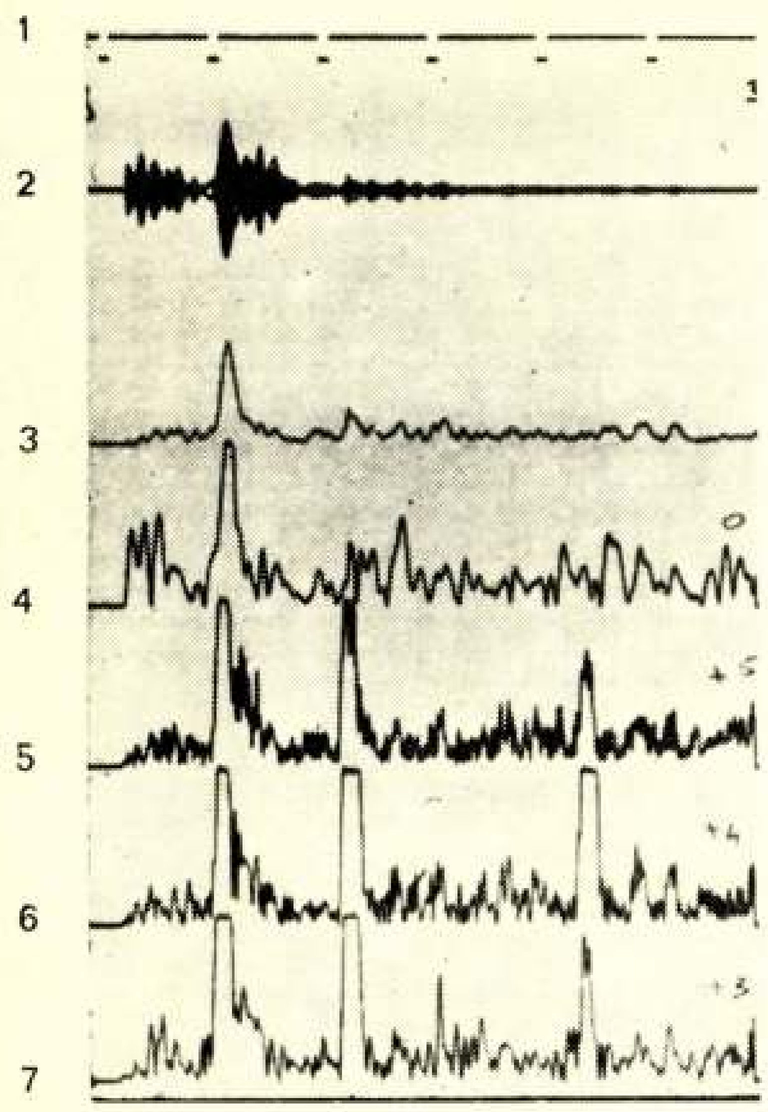


Fig. 6. Detectie van dopplerdoelen met een toonpulssonar. Registraties gemaakt in de Nieuwe Waterweg; 100-ms toonpuls. Betekenis der sporen van boven naar beneden: 1 = tijdmarkering (intervallen 1 s ÷ 750 m, max. tijdsomvang 6 s ÷ 4500 m); 2 = ruw echosignaal $x(t)$; 3 = omhullende van $x(t)$ na sterkteregeling; 4 = output van het centrale dopplerkanaal ($d^k = 0$); 5, 6, 7 = output dopplerkanalen met $d^k = 45, 35, 25$ Hz. In spoor 6 de responsies van 2 schepen die naderen met een snelheid overeenkomstig 35 Hz (afstand $2\frac{1}{4}$ en $4\frac{1}{2}$ seconden ÷ 1680 en 3380 m). In het ruwe signaal zijn de scheepsecho's zwak t.o.v. de reverberatie. Aan de ontvanger-output is hun sterkte echter zo groot geworden dat er ook responsies optreden in de aangrenzende dopplerkanalen (sporen 5 en 7). Voorts een sterke bodemreflectie bij afstand 1 s ÷ 750 m. Deze responsie hoort thuis in het centrale kanaal (spoor 4), maar er is weer overspraak in de andere kanalen.

Voor een toonpuls heeft $|\varphi(t,d)|$ (Engels: 'ambiguity function') ongeveer de klokvormige gedaante als getekend in fig. 5c. Globaal is de responsie beperkt tot een ellips met een lengte van T seconden en een breedte van $\frac{1}{T}$ Hz. Zo levert een 100-ms puls een beeldvlek van 100 ms bij 10 Hz, ofwel van 75 m bij 1,25 m/s (indien $f_o = 6000$ Hz; zie formule (1)).

Iedere reflector veroorzaakt zijn eigen beeldvlek. Als er veel reflectors zijn, met sterkten $r(t_i,d_i)$, krijgt men in het beeldvlak de superpositie van alle responsies:

$$|u(t,d)| = |\sum_i r(t_i, d_i) \cdot \varphi(t - t_i, d - d_i)| \qquad (5)$$

Aan de uitgang van de ontvanger wordt de waarde van u bij

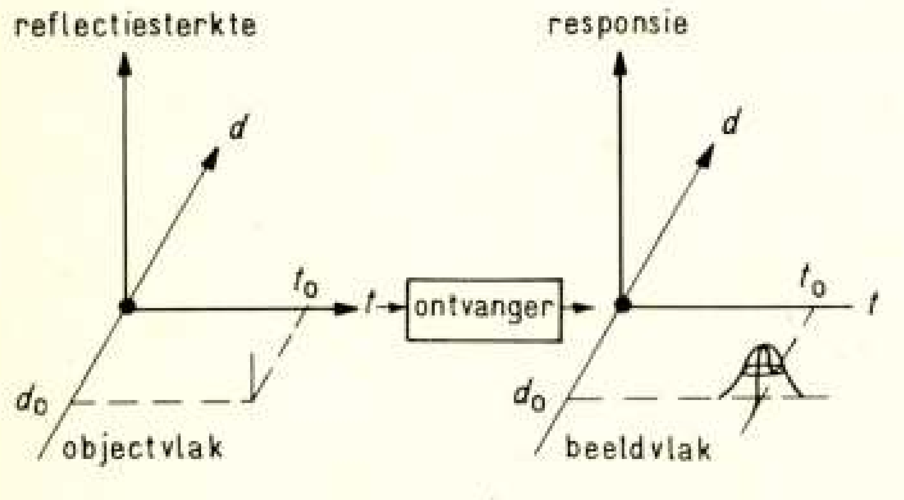


Fig. 7. De sonarontvanger als afbeeldingsinstrument.

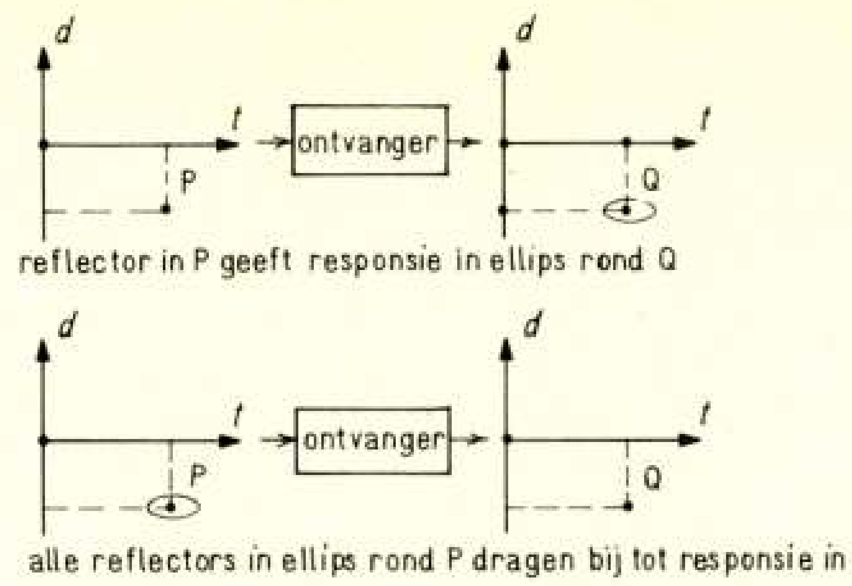


Fig. 8. Twee interpretaties van de convolutie van formule 5.

($t = t_o$, $d = d_o$) dus opgebouwd uit bijdragen van alle reflectors die in het objectvlak binnen het ellipsgebied liggen (fig. 8). Reflectors binnen de ellips worden niet gescheiden; de ellips definieert het scheidend vermogen in tijd/frequentie of afstand/snelheid.

Nu is direct in te zien dat de detectie van een doel zonder dopplerverschuiving beperkt wordt door een gebrek aan scheidend vermogen. Heeft men een matig sterke doelsreflector bij $t = t_o$ en $d = 0$ (II in fig. 9), dan omvat de resolutie-ellips behalve deze doelsreflector ook een groot aantal reverb-reflectors. Het geheel levert één outputwaarde $u(t_o, 0)$, bestaande uit de doelsresponsie en de superpositie van alle reverb-responsies. De laatste component is een stochastische grootheid die zo groot wordt, dat het al of niet aanwezig zijn van de doelsreflector nauwelijks meer verschil maakt. Het slechte scheidende vermogen in tijd veroorzaakt dus een 'versmering' van doelsreflector en reverb-reflectors, met als resultaat een lage waarde van signaal/stoorverhouding aan de ontvangeruitgang.

Dat een 'dopplerdoel' zich *wel* goed laat detecteren volgt ook uit fig. 9. De ellips rond reflector I bevat alleen de doelsreflector. Het scheidend vermogen in dopplerverschuiving is voldoende groot; er treedt geen versmering met reverb-reflectors op.

2.3. *FM-pulssonar*

De zendpuls is nu een stukje draaggolf met lineaire frequentiemodulatie. De tijdsduur T kan dezelfde zijn, bijv. 100 ms (fig. 10a). In formulevorm geldt nu:

$$s(t) = \exp 2\pi j \left(f_o t + \tfrac{1}{2} a t^2\right) \text{ voor } -\tfrac{1}{2}T < t < \tfrac{1}{2}T \qquad (6)$$

De momentane frequentie is:

$$f_{\text{mom.}}(t) = \frac{1}{2\pi j} \frac{d}{dt} \arg s(t) = f_o + at \qquad (7)$$

en de zwaai bedraagt dus $Z = aT$ Hz. Als het produkt ZT voldoende groot is (≥ 20), is de pulsbandbreedte B ongeveer gelijk

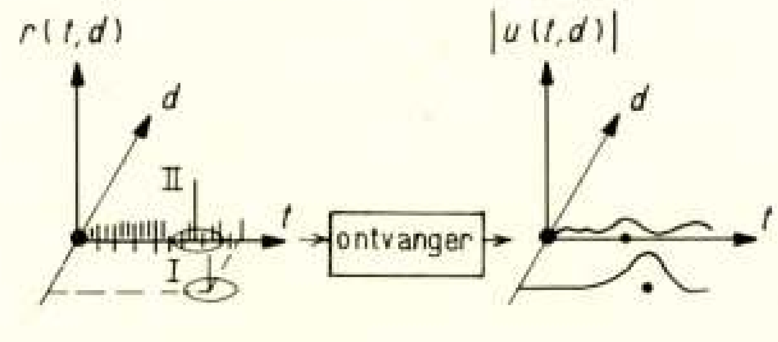


Fig. 9. Detectie van doelen met en zonder dopplerverschuiving met een toonpulssysteem.

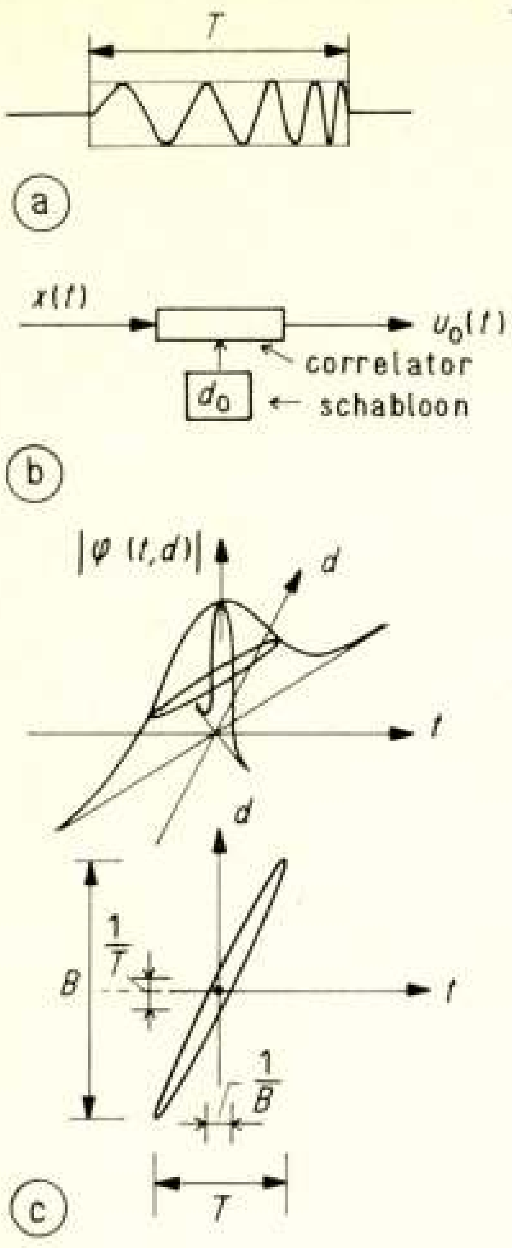


Fig. 10. Ontvangst van FM-pulsen.
a. FM-puls;
b. FM-pulsontvanger;
c. beeldvlek bij het FM-pulssysteem.

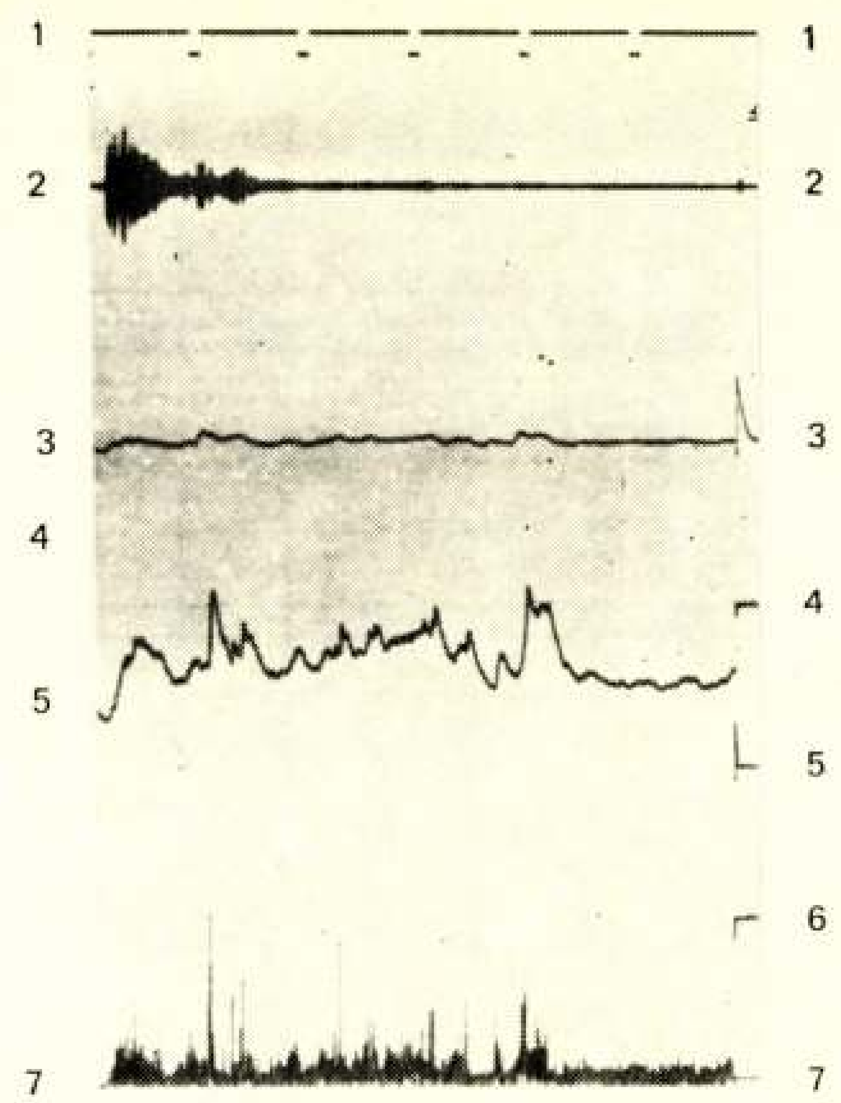


Fig. 12. Detectie van doelen zonder dopplereffect met een FM-pulssysteem. Opname, gemaakt even na die van fig. 6; zelfde tijdschaal. Betekenis der sporen van boven naar beneden: 1 = tijdmarkering, intervallen van 1 s ÷ 750 m; 2 = het ruwe echosignaal; 3 = omhullende van het ruwe echosignaal na sterkteregeling; 4 = geen betekenis; 5 = output FM-ontvanger. Men ziet een groot aantal bodemreflectors, dus 'doelen zonder dopplerverschuiving', die in spoor 4 van de toonpulsopname niet te vinden zijn, uitgezonderd de zéér sterke reflector op afstand 1 s ÷ 750 m. De echo's van de twee varende schepen (toonpuls-opname spoor 6) zijn daarentegen uit de FM-opname verdwenen.

aan de zwaai Z. Voor Z worden waarden gekozen van 200 ... 1000 Hz, zodat voor $T \geqq 100$ ms hieraan voldaan is.

De FM-ontvanger werkt volgens hetzelfde principe als de toonpulsontvanger: het correleren van het binnenkomende signaal $x(t)$ met een kopie van de zendpuls. In theorie kan weer gecorreleerd worden met een reeks van in frequentie verschoven schablonen, om dopplerkanalen te formeren. Het zal echter blijken dat het centrale kanaal, afgestemd op een doppler-*nul*, gevoelig is voor alle echo's, ongeacht hun dopplerverschuiving. Daarom blijft de ontvanger beperkt tot één kanaal (fig. 10b).

De beeldvlek wordt gevonden door substitutie van (6) in (4). Het resultaat is de functie $|\varphi\,(t,\,d)|$ van fig. 10c. Langs de tijdas is de lengte van een beeldvlek $\frac{1}{B}$ seconde. Bij een bandbreedte van bijv. 250 Hz komt dit neer op 4 ms, of wel 3 m afstand. Vergeleken met de 75 m van de toonpuls is het scheidende vermogen in afstand een factor 25 verbeterd.

Fig. 11 illustreert het effect bij detectie van een doel zonder dopplerverschuiving (II). Het aantal reverb-reflectors dat samen met de doelsreflector wordt afgebeeld in één punt van het beeldvlak is 25 maal zo klein als bij de toonpuls. De signaal/stoorverhouding aan de uitgang is dus aanmerkelijk gunstiger. (Omgekeerd zou voor dezelfde signaal/stoorverhouding de reflectiesterkte van het doel nu kleiner mogen zijn.)

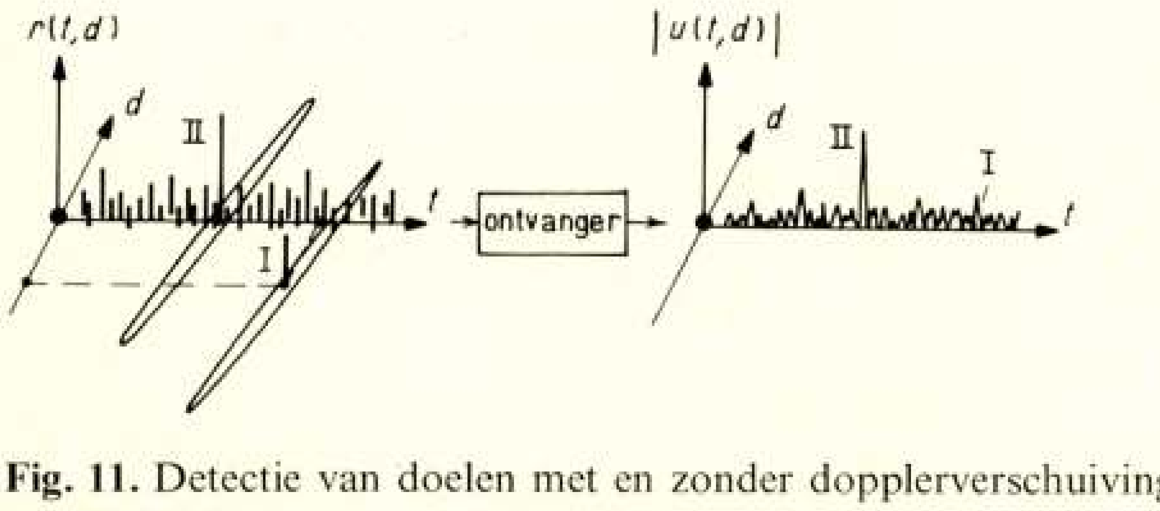


Fig. 11. Detectie van doelen met en zonder dopplerverschuiving met een FM-pulssysteem.

In vergelijking met de toonpuls is de detectie van dopplerdoelen nu sterk achteruitgegaan. De resolutie in dopplerverschuiving is bij de FM-puls namelijk verminderd met dezelfde factor, BT, waarmee de afstandresolutie verbeterd is. Het gevolg is dat een dopplerdoel (I in fig. 11) nu gedetecteerd wordt tegen een achtergrond van reverb-reflectors die zich samen met de doelsreflector in dezelfde resolutiecel bevinden. Dit kan een enorme daling van de detectiekwaliteit veroorzaken.

Fig. 12 toont de werking van een FM-pulssonar met $T = 128$ ms, $B = 250$ Hz (afstandresolutie 3 m).

Dat uit een FM-pulsontvanger meestal de dopplerkanalen weggelaten kunnen worden, is te begrijpen uit fig. 11. Als de bandbreedte B (zwaai Z) groot is t.o.v. het te bewaken dopplergebied D (par. 2.1. en fig. 3), beslaat de resolutie-ellips alle voorkomende dopplerwaarden. Het centrale kanaal reageert dus op alle doelen. Toevoeging van dopplerkanalen zou alleen maar resulteren in uitgangssignalen die, op een kleine tijdsverschuiving na, dezelfde gedaante hebben. Alleen als de bandbreedte kleiner is dan het te bewaken dopplergebied, of van dezelfde orde, is er aanleiding om nog enkele dopplerkanalen toe te voegen voor bewaking van de buitenste zones van het dopplergebied.

Beschouwt men de werking van de FM-pulsontvanger in het tijddomein, dan geeft een ruwe echo van bijv. 100 ms een output

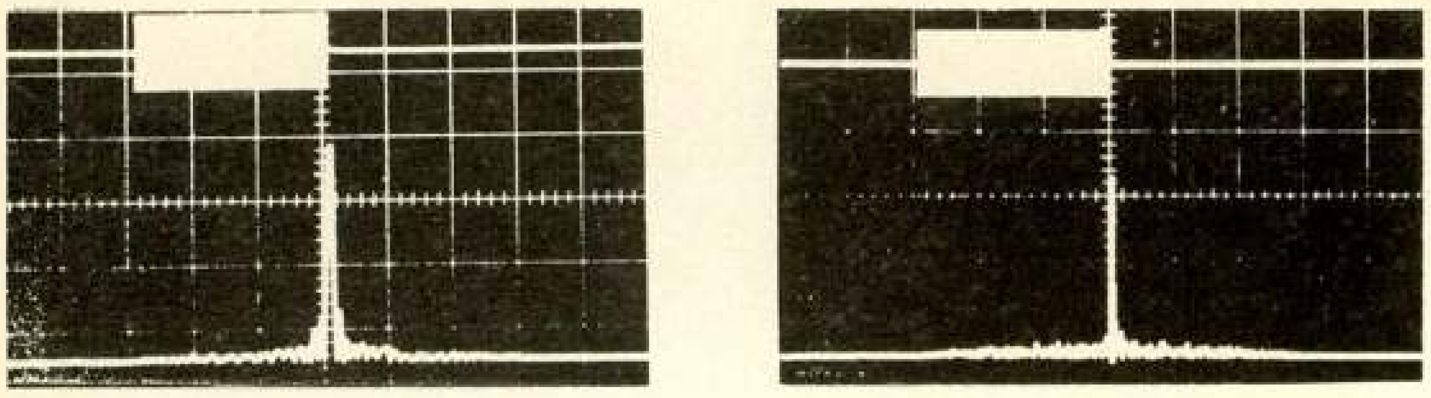


Fig. 13. Pulscompressie-effect voor twee FM-pulsen, T = 128 ms, B = 250 Hz (links), B = 1000 Hz (rechts). Tijdschaal 40 ms/cm.

met een duur van slechts 4 ms, althans als B = 250 Hz. Men spreekt daarom wel van 'pulscompressie-ontvanger'. Fig. 13 (laboratoriumexperiment) toont het compressie-effect voor twee FM-pulsen van T = 128 ms; met B = 250 Hz resp. 1000 Hz. (Lengte van de responsies 4 ms, resp. 1 ms; compressiefactoren 32, resp. 128.)

2.4. *Toonpuls- versus FM-pulssonar*

Fig. 14 toont de echo's van een serie toonpuls- en FM-pulstransmissies. Iedere 9 s werd een puls uitgezonden, beurtelings een toonpuls (100 ms) en een FM-puls (T = 128 ms, B = 250 Hz). In de rechterkolom staan de FM-echo's, in de linkerkolom de toonpulsecho's uit één der dopplerkanalen (d_k = + 35 Hz). De tijdsvolgorde van de sporen loopt van boven naar beneden.

Figuren 15a, b en c geven een iets eerlijker vergelijking van beide systemen. Het verschil met fig. 14 is dat bij de toonpulssonar tegelijkertijd de output van alle dopplerkanalen gepresenteerd wordt. De aandacht wordt dan vanzelf gevestigd op de grootste van deze waarden. Uit welk dopplerkanaal deze grootste waarde afkomstig is, is niet meer te zien. Daar staat tegenover dat alle echo's zichtbaar gemaakt worden, zowel die van de naderende en wegvarende schepen als ook de bodemecho's.

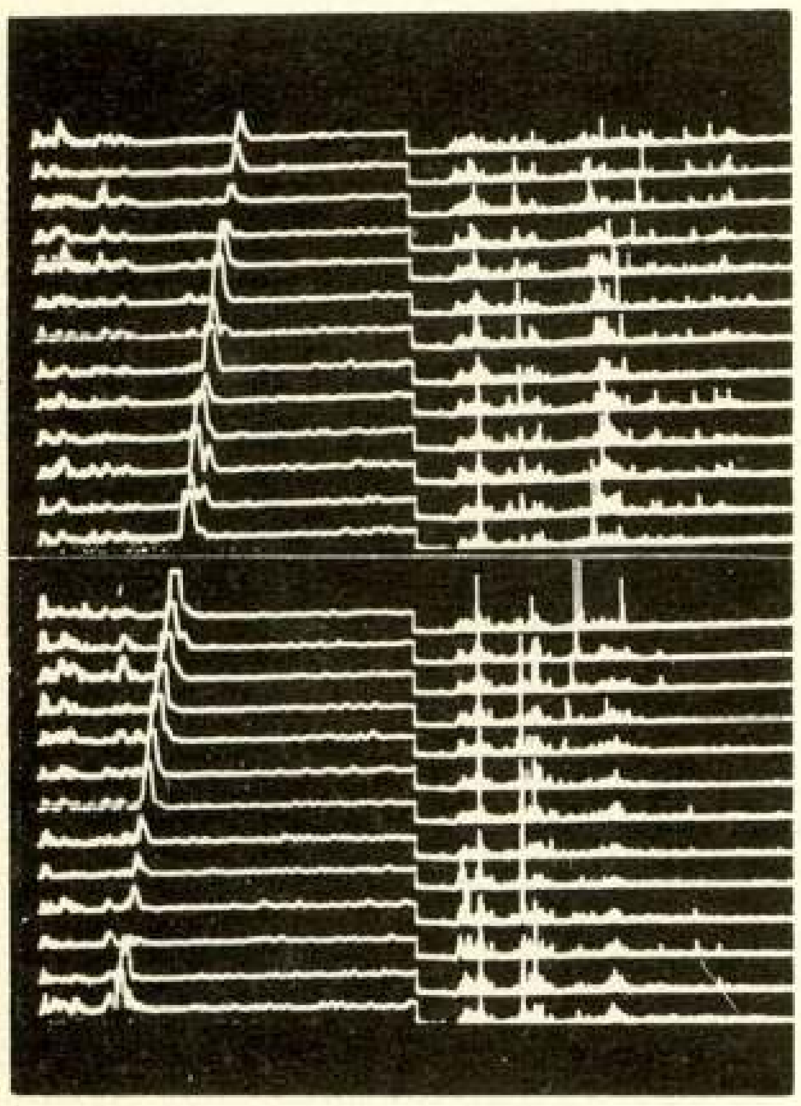


Fig. 14. Toonpulsresponsies (één dopplerkanaal) en FM-pulsresponsies.
Foto uit Nieuwe Waterweg. Max. afstand 6 km ÷ 8 s. Het naderende doel (tankschip) komt bij de toonpuls met grote signaal/stoorverhouding tevoorschijn; bij de FM-puls is het nog net te onderscheiden. In de FM-kolom zijn ook bodemecho's te zien, evenals een wegvarend schip. Bij de toonpuls vallen deze echo's in een ander dopplerkanaal.

De foto's tonen duidelijk het voordeel van de toonpulssonar voor 'dopplerdoelen' en van de FM-pulssonar voor doelen zonder dopplerverschuiving. Aangezien in de praktijk op beide typen van doelen moet worden gerekend, ligt het voor de hand de twee systemen in combinatie te gebruiken.

Een logische vraag die zich hierbij voordoet is, of er niet een zendpuls bestaat die de voordelen van beide systemen bezit. Zo'n puls zou een beeldvlek opleveren die in beide dimensies smal is, die dus zowel in tijd als in frequentie een grote resolutie geeft. Dit blijkt echter onmogelijk te zijn. Als men de energie van de zendpuls normeert op 1:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |s(t)|^2 \, dt = 1 \qquad (8)$$

kan namelijk worden aangetoond dat:

$$|\varphi(0, 0)|^2 = \max_{t,d} |\varphi(t, d)|^2 = 1$$
en
$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} |\varphi(t, d)|^2 \, dt \, dd = 1 \qquad (9)$$

Het volume van de φ-functie is dus constant. Weliswaar kan men $\varphi(t, d)$ in de buurt van (0, 0) de gedaante van een smalle piek geven, maar dan ontstaat er tevens een uitgestrekt zijlusgebied in het tijd/frequentie-vlak, dat ervoor zorgt dat de doelsreflector toch weer tegen een reverb-achtergrond gedetecteerd wordt. De oorzaak ligt in het feit dat tijd en frequentie geconjugeerde variabelen zijn in de fouriertransformatie (losweg: 'onzekerheidsrelatie'). Voor verdere details zij verwezen naar [1, 2].

Tenslotte is het wellicht instructief om te zien wat er gebeurt als de signaalverwerking achterwege gelaten wordt, d.w.z. als men het ruwe echosignaal door een gelijkrichter en een afvlakker voert. Het resultaat is te vinden in de figuren 16 (toonpuls, 100 ms) en 17 (FM-puls, 128 ms, 250 Hz). De linkerkolom geeft de output van de correlatorsystemen, de rechterkolom toont het resultaat zonder 'processing'.

2.5. *Overresolutie*

Bij de FM-sonar werd een afstandresolutie behaald van 3 meter of minder. Dit is een fractie van de lengte van een onderzeeboot. Bij aanstraling in lengterichting is het dan mogelijk om een aantal reflectiepunten op de romp gescheiden waar te nemen ('overresolutie'). Fig. 18a toont twee van dergelijke onderzeebootresponsies, opgenomen met FM-pulsen van 250 en 1000 Hz bandbreedte (resolutie 3 m, resp. 75 cm). In het voorbeeld van fig. 18a is het doel blijkbaar over de gehele lengte met reflectors bezet. Wordt de boot in dwarsrichting aangestraald, dan heeft de responsie bijna geen lengte (fig. 18b).

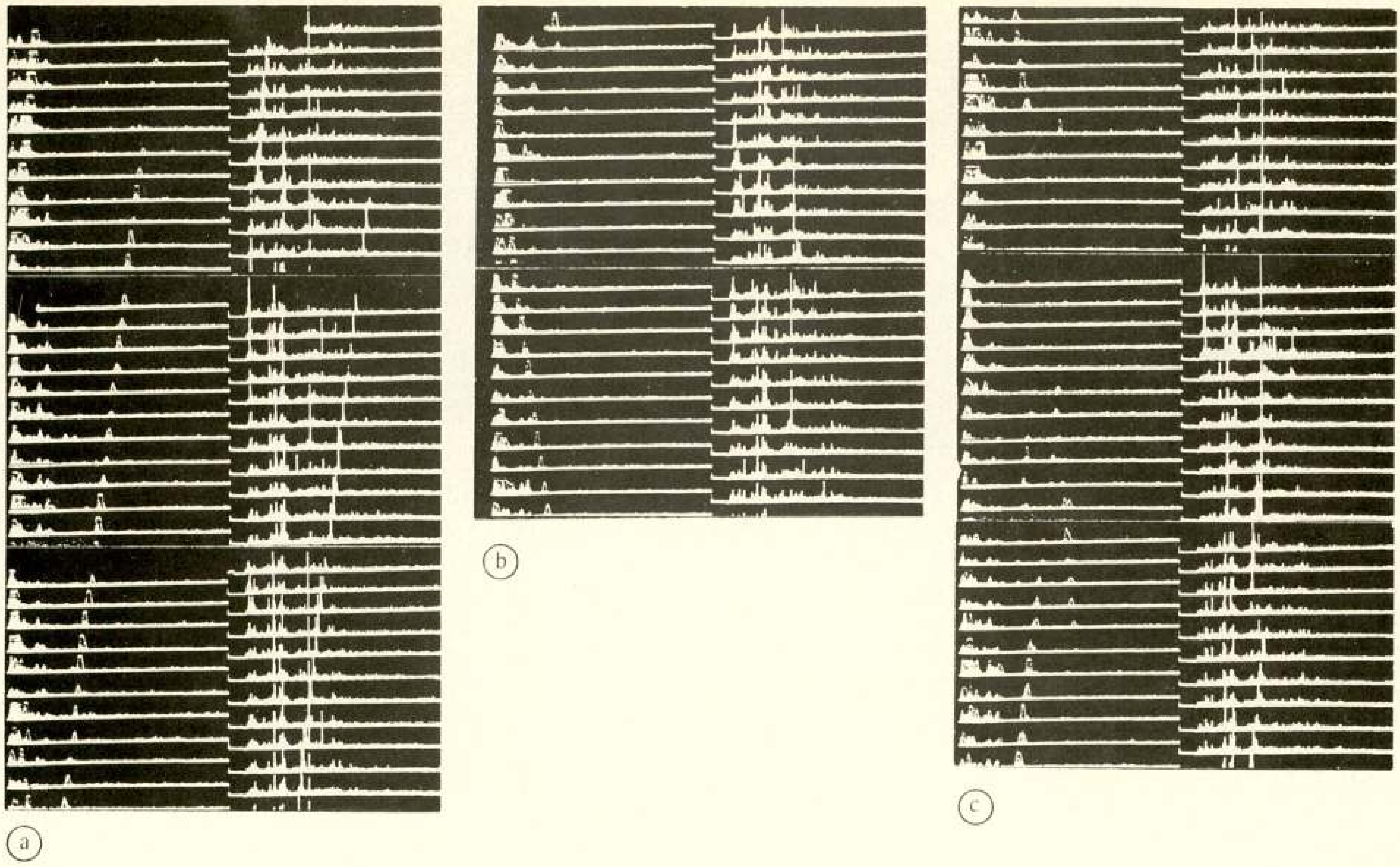


Fig. 15. Toonpulsresponsies (alle dopplerkanalen) en FM-pulsresponsies.
a. naderend schip;
b. wegvarend schip;
c. naderend en wegvarend schip.

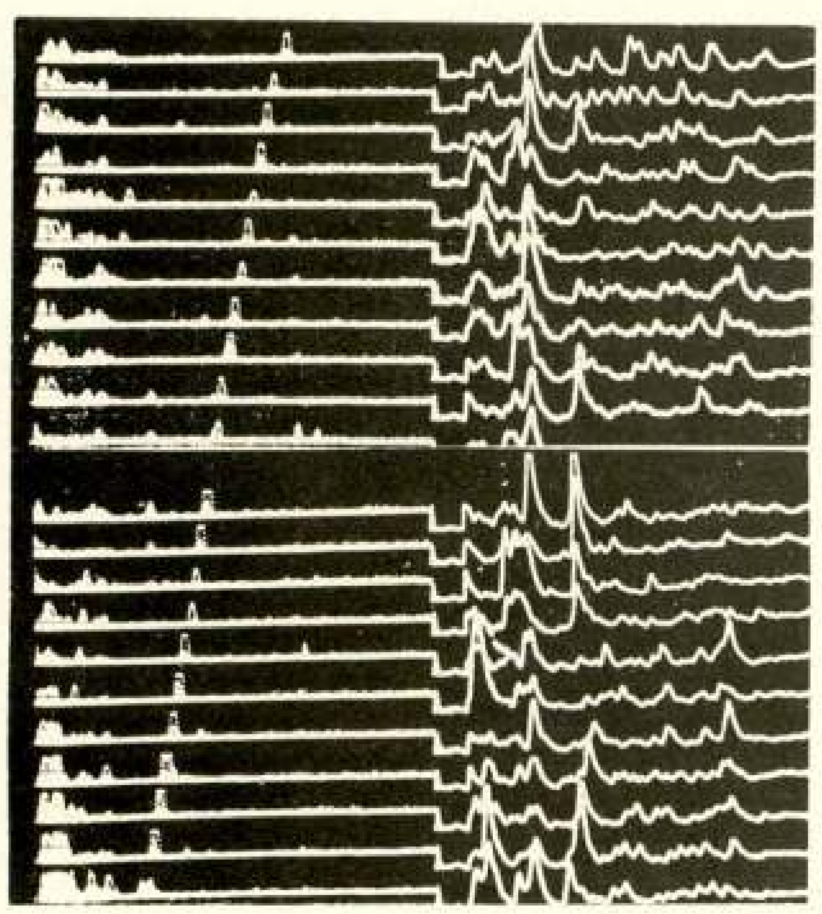


Fig. 16. Toonpulsresponsies met en zonder signaalverwerking (resp. links en rechts).

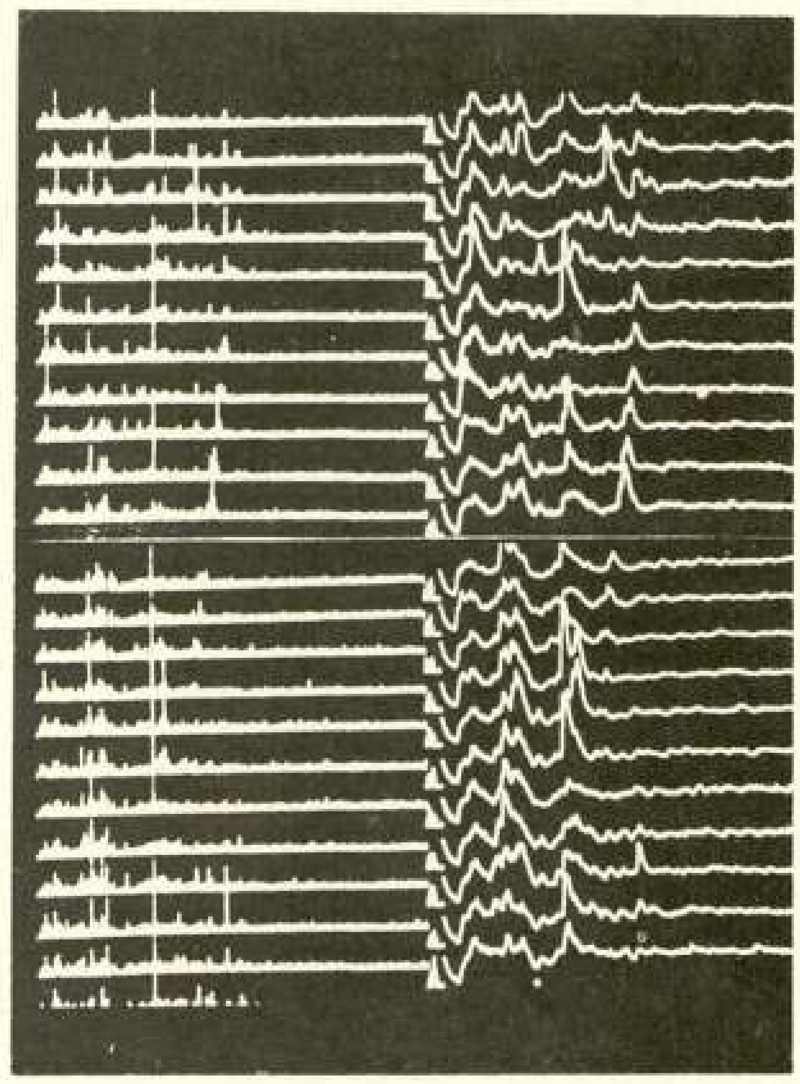


Fig. 17. FM-pulsresponsies met en zonder signaalverwerking (resp. links en rechts).

Bij aanstraling in lengterichting is de resolutiecel dus kleiner dan het te detecteren object; het doel wordt verdeeld in een aantal cellen. Dit is gunstig voor detectie tegen een reverberatie-achtergrond, mits men de ontvangeroutput afvlakt over een tijd die overeenkomt met de doelslengte. Maakt men de resolutiecel namelijk tweemaal zo klein en neemt men aan dat de reflectors op de romp homogeen verdeeld zijn, dan blijft per cel de verhouding van de aantallen doels- en reverb-reflectors dezelfde.

Per cel blijft dus de signaal/stoorverhouding gelijk. Het aantal cellen op het doel stijgt echter met een factor 2, zodat het nuttig effect van de afvlakking groter wordt. Het resultaat is een grotere signaal/stoorverhouding aan de uitgang van de ontvanger.

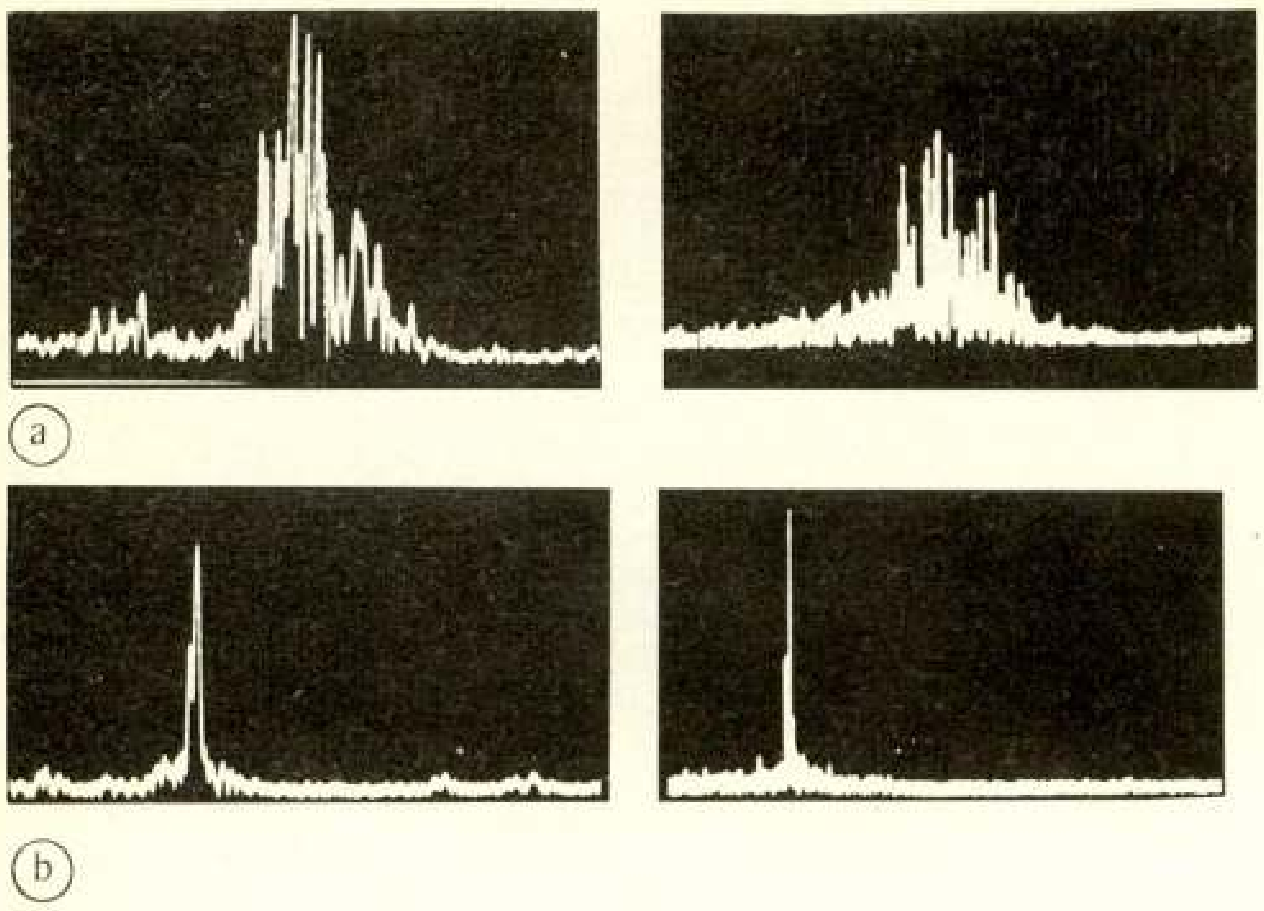


Fig. 18. Fijnstructuur onderzeebootresponsie. Resolutie 3 m (links) en 75 cm (rechts).
a. bij aanstraling in lengterichting;
b. bij aanstraling in dwarsrichting.

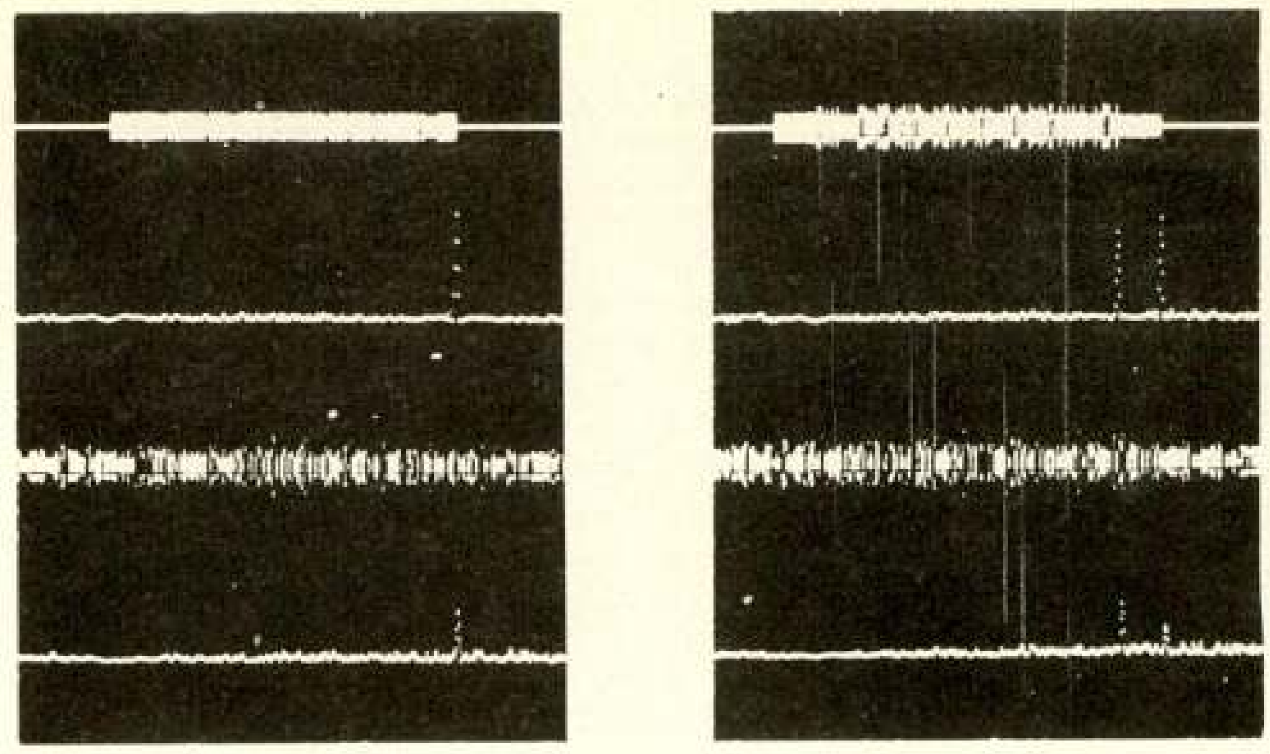


Fig. 20. Detectie van een lange puls in ruis. Links: één puls; rechts: twee overlappende pulsen.
Bovenste twee sporen: ongestoorde puls en bijbehorende responsie van de ontvanger. Onderste twee sporen: idem, na toevoeging van ruis (ruisbandbreedte 400 Hz).

Fig. 19 illustreert het effect. Het betreft een zwak reflecterende onderzeeboot, op korte afstand, tegen een reverb-achtergrond. De boot wordt in lengterichting aangestraald. De lengte van het echocomplex aan de ontvangeruitgang is ongeveer 100 ms ÷ 75 m. Na afvlakking is de signaal-stoorverhouding verbeterd.

Een tweede effect van overresolutie is een stabilisatie van de echoamplitude. Een toonpuls van 100 ms heeft een resolutiecel van 75 m, d.w.z. even lang als de maximale lengte van een onderzeeboot. Het doel wordt niet opgelost en de netto echoamplitude komt tot stand als interferentieresultaat van de echo's van ieder der reflectors. Wijzigt de akoestische geometrie zich tussen opeenvolgende transmissies met een bedrag van $\lambda/2$ of meer (d.w.z. $\geqq$ 12,5 cm, bij f_0 = 6000 Hz), dan wordt de reflectiesterkte een statistisch variërende grootheid. Het doel *scintilleert* van puls tot puls. Vergroot men het scheidende vermogen, dan verdeelt men het doel in een aantal cellen die stuk voor stuk nog even sterk scintilleren, maar die onderling niet meer kunnen interfereren. De incoherente sommatie van deze cellen, die plaatsvindt bij de afvlakking, levert dan een resultaat dat minder fluctueert dan ieder der afzonderlijke cellen. De echo is stabieler geworden. Meestal is dit een voordeel.

3. Maatregelen tegen ruis

In tegenstelling tot het voorafgaande wordt nu verondersteld dat de storing alleen uit ruis bestaat (zie par. 1.2.). Het detectiesysteem blijft hetzelfde als bij reverberatiestoring: een correlator-ontvanger met een schabloon gelijk aan de zendpuls, eventueel voorzien van een frequentieverschuiving die met de verwachte dopplerverschuiving correspondeert.

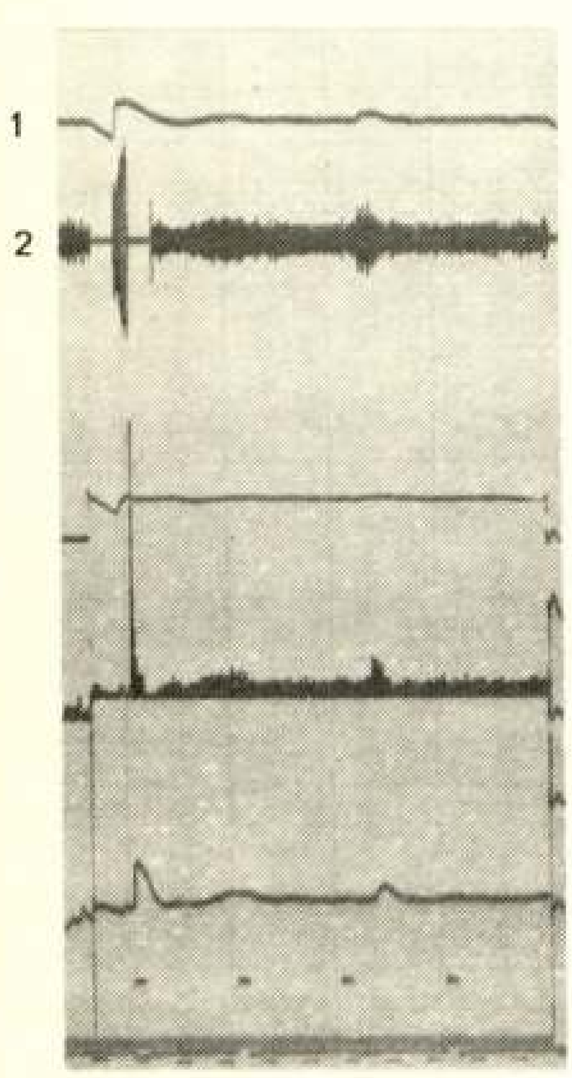


Fig. 19. Afvlakken van de ontvanger-output bij overresolutie.
Betekenis der sporen van boven naar beneden: 1 = geen betekenis; 2 = het ruwe echosignaal; 3 = geen betekenis; 4 = output ontvanger (de scherpe piek is de responsie van de ontvanger op de zendpuls; het diffuse complex is de echo van de onderzeeboot); 5 = afgevlakt versie van ontvanger-output; 6 = tijdmarkering (intervallen van 750 m).

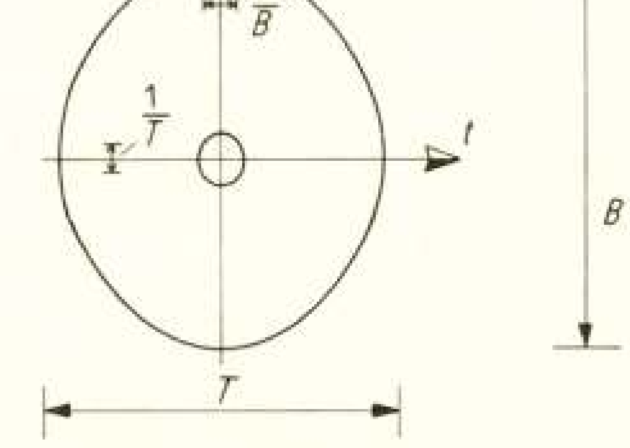


Fig. 21. Beeldvlek bij het ruispulssysteem.

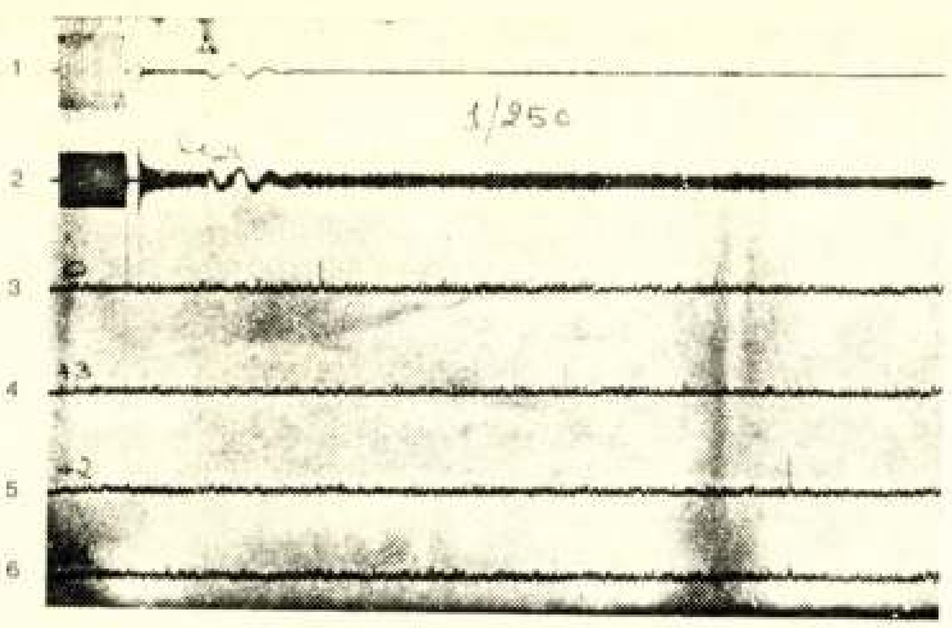


Fig. 22. Detectie van een onderzeeboot tegen een ruisachtergrond met een lange ruispuls.
Betekenis der sporen van boven naar beneden: 1 = het ruwe echosignaal; 2 = idem, logaritmisch; 3 = centrale dopplerkanaal; 4, 5, 6 = enkele van de dopplerkanalen.
In het centrale kanaal, spoor 3, ziet men de responsie op de zendpuls en een reflectie van de zeebodem (waterdiepte ≈ 2000 m), ontvangen via de zijlussen van het antennepatroon. In spoor 5 de onderzeebootecho (afstand ≈ 7400 m).

Het is een bekend resultaat dat dan de uitgangssignaal/stoorverhouding evenredig is met een E/N_0, waarbij E de echo-energie is en N_0 de ruisvermogensdichtheid. Dit betekent dat ruis alleen met brute kracht bestreden kan worden. Bij gegeven N_0 moet men de echo-energie zo groot mogelijk maken, d.w.z. er moet voor een maximale zendpulsenergie worden gezorgd.

Hoe deze energie verdeeld is over tijd en frequentie, dus hoe de vorm en de modulatie van de puls er uitzien, doet niet ter zake. Als het doel niet uit één reflector bestaat, maar uit een groter aantal, is dit niet meer helemaal waar. Het verschil is praktisch echter van weinig belang.

De zendpulsenergie wordt gegeven door:

$$E_p = \int_{-\frac{1}{2}T}^{\frac{1}{2}T} |s(t)|^2 \, dt = \int_{-\frac{1}{2}T}^{\frac{1}{2}T} P(t) \, dt, \tag{10}$$

waarin $s(t)$ de zendpuls is en $P(t)$ het momentane vermogen.

Het vermogen $P(t)$ heeft een bovengrens die bepaald wordt door het verschijnsel van cavitatie aan het transduceroppervlak, d.w.z. door de vorming van dampbellen, als door de snelle teruggaande beweging van het oppervlak een vacuüm in het water dreigt te ontstaan. De praktische grens is ongeveer 1 W/cm^2. Bij een gegeven stralend oppervlak is dus aan het zendvermogen een beperking gesteld. Meestal wordt getracht om tijdens de hele transmissieduur het vermogen tegen deze grens te houden. In dat geval komt er voor (10):

$$E_p = P_{max.} \cdot T \tag{11}$$

De enige manier om de energie dan nog verder te vergroten is het gebruik van lange pulsen. Men gaat bij experimentele installaties met de pulslengte tot in de orde van een seconde. (Ter vergelijking zij opgemerkt, dat een 1-s-puls een 10 maal zo grote hoeveelheid energie bevat als een 100-ms-puls; de winst is 10 dB.)

In principe zou men derhalve een korte toonpuls kunnen verlengen tot bijv. 1 s. Dit heeft echter een paar nadelen. In de eerste plaats zou het scheidende vermogen in afstand zeer slecht worden. Zou er behalve ruis ook reverberatie zijn, dan zou de detectie van langzame doelen sterk achteruitgaan. Bovendien zijn er andere bezwaren, van iets meer technische aard, die de lange toonpuls onaantrekkelijk maken. Zo zouden er bijv. ernstige problemen ontstaan bij de automatische sterkteregeling van de signalen in de ontvanger.

Lange pulsen worden daarom meestal voorzien van een modulatie die voor een zekere bandbreedte zorgt. Een geschikte keuze is bijv. een FM-puls met $T = 1$ s, $B = 125$ Hz. Deze puls combineert een grote energie met een afstandresolutie van 8 ms, ofwel 6 meter.

Fig. 20-links (laboratorium-experiment) geeft een indruk van de detectie van een lange puls ($T = 1$ s, $B = 250$ Hz) in ruis. In fig. 20-rechts is het experiment herhaald met aan de ingang van de ontvanger twee pulsen met een kleine onderlinge vertraging. Aan de uitgang van de ontvanger zijn de responsies volledig gescheiden.

De puls van fig. 20 is geen FM-puls, maar een zgn. 'ruispuls'. De fase van de draaggolf wordt hier gemoduleerd met een ruisachtig signaal. De bijbehorende beeldvlek is van het karakter dat al even in par. 2.4. werd aangeduid (fig. 21). In het midden is er een scherpe, hoge piek (lengte $1/B$, breedte $1/T$), omgeven door een plateau van zijlussen dat zich uitstrekt over een lengte T en een breedte B in het afstand/snelheid-vlak. Het detectiegedrag tegen ruis en reverberatie is hetzelfde als bij een FM-puls met overeenkomstige tijdsduur en zwaai. Het verschil is, dat met de ruispuls tevens de dopplerverschuiving van het doel gemeten kan worden, vanwege de smalle doorsnede van de hoofdpiek in de snelheidsrichting. De ruispulsontvanger is daartoe weer ingericht met dopplerkanalen. Een tweede verschil is, dat bij de lange FM-puls een meetfout in afstand gemaakt wordt als het doel dopplerverschuiving vertoont. Bij de ruispuls ontbreekt dit effect.

Fig. 22 toont de detectie van een onderzeeboot tegen een ruisachtergrond met een dergelijke ruispuls.

Naschrift

Op deze plaats wil de schrijver al diegenen bedanken uit de researchgroepen Akoestiek en Signaalverwerking, die hebben medegewerkt aan de bouw van de apparatuur en aan het uitvoeren van de proeven.

Literatuur

[1] Cook, C. E., and Bernfeld, M.: Radar Signals. Academic Press, 1967.

[2] Rihaczek, A. W.: Principles of high-resolution radar. McGraw-Hill, 1969.

Korte technische berichten

Nieuwe telefoonkabel tussen Engeland en Canada

Standard Telephones and Cables Ltd., kreeg van de British Post Office en de Canadian Overseas Telecommunications Corp. de order om een nieuwe onderzeese telefoonkabel aan te leggen tussen Canada en het Verenigd Koninkrijk. De order betreft het leggen en leveren van de kabel en bijbehorende apparatuur. Dit hele project is – althans voor de transatlantische verbinding – het eerste dat door één onderneming wordt uitgevoerd. Met deze opdracht is een bedrag van 190 miljoen gulden gemoeid; men denkt het project in het voorjaar 1974 te hebben gerealiseerd. De nieuwe kabel zal de grootste capaciteit krijgen die tot nu toe in gebruik is. Er zullen nl. 1840 gesprekken gelijktijdig over gevoerd kunnen worden. Deze hoge capaciteit is noodzakelijk, omdat het telefoonverkeer tussen Engeland en Noord-Amerika tot het drukste op de transatlantische verbindingen behoort.

De nieuwe telecommunicatieverbinding tussen Engeland en Canada heeft de naam CANTAT II gekregen. Het systeem zal gebruik maken van een lichtgewicht coaxiale kabel, lang 2800 mijl, met een diameter van 3,75 cm. Het systeem is toegerust met 450 speciale versterkers, (repeaters) die in de kabel zijn ingebouwd met een onderlinge afstand van 6 mijl. Aangezien deze repeaters een vitale rol vervullen moeten zij voldoen aan de eis, tenminste 25 jaar storingvrij te kunnen functioneren. De totale bandbreedte voor de gesprekskanalen bedraagt 14 MHz.

*

ITT.

Nieuwe middengolfzender van groot vermogen

In het zendstation '*Rheinsender*', Wolfsheim, is een middengolf omroepzender van 600 kW in bedrijf genomen. De zender kan een totaalrendement van beter dan 60% bereiken en is uitgerust voor het bedrijf in enkelzijband- en restzijbandinstelling, met afstandsbediening. De zender werd door Siemens gebouwd. Tot het moment, waarop de benodigde krachtstroomtoevoerleiding in gebruik kan worden genomen en het opbouwen van de antenne zal zijn voltooid, zal deze zender van de 'Südwestfunk' een draaggolfvermogen van 300 kW uitstralen.

Tot de zenderinstallatie behoort een op afstand bedienbare matrix-antennekeuzeschakelaar van de firma Spinner, die door luchtdruk wordt aangedreven. Hiermee kunnen de twee geïnstalleerde zendereenheden naar keuze op de bedrijfsantenne, dan wel op de kunstantenne worden aangesloten.

De kunstantenne bezit een grote reserve in te dissiperen vermogen en is in een afgeschermde cabine ingebouwd, opdat de uitzendingen niet worden gehinderd als één der zendereenheden met de kunstantenne als belasting is ingeschakeld.

*

Siemens.

Nieuwe ontwikkelingen op het gebied van zendbuizen

Er is nog steeds een tendens om het uitgangsvermogen van zenders verder op te voeren. Voor een economische opbouw van de zender streeft men naar het klein houden van de afmetingen.



Fig. 1. Zendertetrode type CQS 200-1, met verdampingskoeling. Maximale waarde voor de anodedissipatie 200 kW, voor de anodespanning 22 kV en voor het uitgangsvermogen 500 kW. Hoogste werkfrequentie 30 MHz.

De voortrappen worden zoveel mogelijk met transistoren uitgerust. De eindtrap moet met een gering stuurvermogen vol kunnen worden uitgestuurd.

Bij Brown Boveri werd de ontwikkeling van een reeks tetrode eindbuizen ter hand genomen voor vermogens van 400 W ... 500 kW. De buizen uit deze reeks zijn gekenmerkt door hun compacte bouwwijze en hun keramische uitvoering. De constructie is daardoor solide. De aansluitingen bezitten een lage inductiviteit en geven geringe verliezen, waardoor ze tot in de hogere frequenties (30 ... 150 MHz) bruikbaar zijn. De jongste typen uit deze klasse zijn de zendertetrode CQ 50-1, voor een vermogen van 210 kW, en de CQ 200-1, voor 500 kW, beide uitgerust met een verdampingskoeler (fig. 1).

De nieuwe industrietrioden van de zgn. IT-reeks zijn in een volledig concentrische metaal-keramiek constructie uitgevoerd. Ze zijn leverbaar voor vermogens van 22 kW ... 350 kW en worden met water gekoeld.

*

Brown Boveri & Cie. A.G.

R.F. switching by amorphous semi-conductors

Amorphous semiconductors have had a great deal of publicity recently, but their applications have been mainly limited to memories and other digital systems. Recently, however, a team of workers at the University of Texas has reported switching of r.f. signals at 300 MHz by amorphous semiconductors.

The material used was $Si_3Ge_4As_{38}Te_{55}$ and the sample used was a 1 mm cube. The sample is used as a resistive load in a 50Ω

stripline. A pulse of 100 ns duration is applied at room temperature. Switching occurs at about 250 V. For an r.f. level of 50 mV at 30 MHz the on/off ratio is about 10. Switching times are fractions of a microsecond. *

ESIP American Newsletter.

Boekennieuws

Aankondiging

Wolf, G.: **Digitale Elektronik** (Die Arbeitsweise von Logik- und Speicher-Elementen der Halbleiter- und Magnettechnik). 320 blz., 14 bij 21 cm, 239 fig. en vele tabellen. Uitg.: Franzis-Verlag, 8 München 37, W-Duitsland. Prijs: DM 42,—.

Dit boek bevat 17 hoofdstukken met paragraafopgave, een literatuurlijst en een uitgebreide index. De titels van de hoofdstukken luiden als volgt:
1. Bauelemente der Digitaltechnik; 2. Schaltkreise der Mikroelektronic; 3. Der lineare Transistor-Verstärker; 4. Der übersteuerte Transistor-Verstärker; 5. Logische Verknüpfungen; 6. Schaltkreisentechnik der Logikelemente; 7. Kippstufen; 8. Übertragungssysteme; 9. Berechnung von Schaltnetzen; 10. Addierwerke; 11. Schieberegister; 12. Zähler; 13. Grundbegriffe der Magnetik; 14. Magnetfilmspeicher; 15. Magnetdraht-Speicher; 16. Magnet-Kernspeicher; 17. Festwertspeicher.

Varia

Eurocon 1971, Lausanne

Van 18 ... 22 oktober 1971 werd in Lausanne een groot congres gehouden over verschillende gebieden van de elektrotechniek en de elektronica. Het was georganiseerd door Region 8 van het I.E.E.E., daarbij gesteund door vrijwel alle ingenieursverenigingen van West-Europa. Mr. Roland Richard, voorzitter van de Association Suisse des Electriciens, die namens deze verenigingen een welkomstwoord sprak, merkte op, dat deze steun vooral een symbolisch karakter had. De president van de World Federation of Engineering Organizations, dr. L. C. Eric Choisy, hield bij de opening een belangrijke toespraak over het thema: *L'ingenieur du XXe Siècle est-il adapté à son époque?* Autoriteiten van kanton en stad en vertegenwoordigers van de organiserende vereniging gaven eveneens een bijdrage aan de opening, die evenals alle overige bijeenkomsten in het congres-centrum van Lausanne – het palais de Beaulieu – werd gehouden.

De deelnemers aan deze conferentie, 1100 in getal, o.w. 110 studenten, kwamen uit 25 landen: 434 uit Zwitserland, 142 uit Duitsland, 72 uit de USA, 60 uit Frankrijk, 56 uit België, 55 uit Engeland, 50 uit Nederland, 37 uit Zweden, enz. Ook Rusland (6), Tsjecho-Slowakije (3), Hongarije (7) waren vertegenwoordigd.

De avond van de openingsdag werd besteed aan een banket, waarbij ir. F. J. Philips de eregast was. De president van het I.E.E.E. reikte hem de eerste I.E.E.E. Frederik Philips Award uit 'for the management of research and development leading to many technical innovations'.

Van dinsdag tot vrijdag werden de technische zittingen gehouden, waarvoor 8 zalen met 2000 zitplaatsen waren gereserveerd. De voornaamste onderwerpen waren:

1. Information processing in large systems;
2. Long distance communications;
3. Solid State circuits;
4. Distribution of Electrical Power;
5. Bio-medical engineering;
6. Electronic time keeping.

Daarnaast was er een algemeen programma, met o.a. een middag gewijd aan nationale en internationale normalisatie (voorgezeten en georganiseerd door de heer L. van Rooy) en veel voordrachten van een inleidend karakter (Geïntegreerde schakelingen, prof. Memelink; satelliet navigatie, I. Orbeck, Oslo; antropomorfe machines, H. Kleinwächter, Lorrach; Computers in Education, J. Borne, Paris.).

Een boek van 500 bladzijden gaf van bijna alle voordrachten een samenvatting van 2 bladzijden. Daarnaast kon men voor een bescheiden bedrag microfiches of Xerox kopieën van vele voordrachten (niet alle) in hun geheel verkrijgen. Vooral voor de laatste bestond veel belangstelling.

Het organiseren van het eerste hoofdonderwerp was mijn verantwoordelijkheid. In deze sectie vond ik, dat 'Information processing in large factories' van K.O. Lechner, München, een goed overzicht gaf van het gebruik van computers in bestuur en organisatie van een onderneming. De serie voordrachten over informatieverwerking in levende systemen, waaraan prof. Vendrik en zijn medewerkers Eykman en Johannesma belangrijke bijdragen leverden waren bijzonder belangwekkend.

De voordrachten van Bradbury over 'Computers in meteorology' en van Kenderdine over 'Computers in radio astronomy' werden ook algemeen goed beoordeeld. Het gebruik van minicomputers in 'real-time' toepassingen, vooral als laboratorium instrument, besproken door prof. Allan, Texas, opende eveneens nieuwe mogelijkheden. De enthousiaste voordracht van J. Donegan (NASA) over 'Computers in space systems', met een film over Apollo 15, trok het grootste aantal toehoorders. Een gehele middag was gewijd aan het gebruik van computers in de fysica (vooral hoge energie).

Het tweede hoofdonderwerp was door H. Wüsteney, Starnberg, georganiseerd. Vele bijdragen betroffen de satellietcommunicatie, zelfs boven 10 GHz. De grote groei in het telefoon- en data-transmissieverkeer (dit laatste verkeer groeit sinds 1966 in Europa met 50% per jaar) leidt tot het zoeken naar nieuwe wegen (geïntegreerde schakel- en transmissie-netwerken, hogere orde PCM-systemen en bredeband-overdracht, egalisatieproblemen).

De 'picturephone service' werd behandeld. Twee voordrachten handelden over de proeven met het C.C.I.T.T. kiessysteem No. 6 (uitgevoerd als data-transmissiesysteem met foutencorrectie). 'Electromagnetic compatibility' en storingen kregen speciale aandacht. Nederlandse bijdragen werden gegeven door Van den Elzen (FSK signalen met modulatie-index 0,5) en De Jong (meetmethoden voor storingen). Prof. Bordewijk had zitting in een panel dat de toekomst van de telecommunicatie behandelde.

De bijdragen tot Solid State Circuits waren zeer gevarieerd van onderwerp: Large scale integration, Computer aided design, actieve filters, geheugens (Sangster en Heyns gaven bijdragen over het emmertjes-geheugen), oppervlakte golffilters, toepassingen (o.a. 'A new TV tuner concept', door Nieveen en Rozenboom).

Nieuwe mogelijkheden in de distributie van elektrische energie worden geschapen door de toepassing van computers bij de controle van de doorverbinding van grote elektrische

netten. Deze sectie stond onder leiding van prof. Catenacci, Milaan.

Veel aandacht trokken ook de zittingen over 'Bio-medical Engineering', geleid door prof. Ray, Bazel. Prof. Bekkering gaf een overzicht van de opleidingsmogelijkheden in Nederland. Soortgelijke programma's zijn aanwezig in Duitsland en Zwitserland. Leeshulpmiddelen voor blinden, controle van de werking van het hart, de computer in het ziekenhuis, geautomatiseerde diagnose, veiligheidsproblemen (o.a. twee bijdragen van Klomp en Lucas), normalisatie (overzicht van Gaikhorst). Men ziet: een rijke variatie aan interessante onderwerpen.

'Electronic time keeping' werd georganiseerd door dr. Wellinger, Neuchâtel. Elektronische horloges met bijzonder grote nauwkeurigheid, toepassing van 'liquid crystal displays', opto-elektronica, primaire standaarden (cesium lijn), flickereffect behoorden tot de onderwerpen van deze sectie.

Dit overzicht maakt geen aanspraak op volledigheid en misschien werd relatief veel aandacht gegeven aan bijdragen, die ik uit organisatorische overwegingen zelf moest volgen. De algemene indruk was echter die van een zeer geslaagd congres. De excursiemogelijkheden naar vele Zwitserse industrieën wil ik nog noemen evenals het diner in het Chateau de Chillon, met kaarslicht en folkloristische zang, dat het kanton Vaud en de stad Lausanne aan de sprekers en voorzitters aanboden.

Men hoopt in 1973 weer een dergelijk congres te organiseren. Hiervoor zijn verschillende mogelijkheden; ook Amsterdam schijnt een serieuze kandidaat te zijn.

Prof. dr. F. L. Stumpers.

International Colloquium 'Electronics and Civil Aviation', June 1972, Paris

The object of the conference, which is scheduled for *june 26...30, 1972* in Paris, is to examine the electronic systems and means able to serve civil aviation, and new developments envisaged for the systems, and to consider the various technical and operational problems which may arise in their implementation.

The conference should provide a unique opportunity to confront the ideas and views of civil aviation administrations, airlines, aircraft manufacturers and electronic equipment manufacturers.

Sponsors: 'Union des Associations Techniques Internationales' (U.A.T.I.) and the 'Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens' (S.F.E.R.).
Co-sponsors: 'Fédération Nationale des Industries Electroniques' (F.N.I.E.) and the 'Service Technique de la Navigation Aérienne' (S.T.N.A.).

Papers presented at the conference will be related to one of the following subjects:

a) Telecommunications: ground-ground, ground-air/air-ground (including systems using satellites);
b) Navigation: self-contained, on-board systems, systems requiring a ground infrastructure, systems using satellites, detection of turbulence (C.A.T., etc...);
c) Landing: airborne equipment, ground equipment, safety considerations (see f.);
d) Radar and Air Traffic Control: primary radar, secondary surveillance radar (S.S.R.), radar processing, data remoting, automated air traffic control systems;
e) Piloting: head-up displays (H.U.D.), head-down displays, training simulators, automatic pilots;
f) Reliability – Safety: redundancy in airborne systems, autonomic monitoring (testing of airborne equipment), mutually-monitoring independent systems.

For further information apply to: Secrétariat du Colloque International 'Electronique et Aviation Civile', 16, rue de Presles, 75-Paris (15e).

Uitbreiding Redactiecommissie

Ir. J. Vermeulen, verbonden aan de T.H. Twente als wetenschappelijk hoofdmedewerker met een onderwijsopdracht in de telecommunicatie, is per 1 januari 1972 toegetreden tot de redactiecommissie Elektronica en Telecommunicatie. Het verheugt ons, dat hierdoor het contact met auteurs uit Noord- en Oost-Nederland kan worden geïntensiveerd.

Redactie.

Uit het NERG

Administratie van het NERG: Postbus 39, Leidschendam.
Giro 94746 t.n.v. penningmeester NERG, Leidschendam.
Secretariaat van de Examencommissie-NERG: von Geusaustraat 151, Voorburg.

Ledenmutaties

Voorgestelde leden:
Ir. R. K. Bleekrode, Heiligharn 322, Den Helder.
Ir. R. J. Geluk, Achterweg 30, Nootdorp.
Dr. M. E. J. Jeuken, Gouverneur Crommelinlaan 17, Sint Oedenrode.
Drs. Th. G. Schut, Rietstraat 47, Geldrop.
H. J. M. Steeneken, Ing., Finnmark 5, Leusden C.
Ir. W. Stoppelenburg, Hertogenlaan 42, Geldrop.

Nieuw lid:
Prof. ir. O. W. Memelink, Twickellaan 11, Enschede.

Nieuwe adressen van leden:
Ir. W. G. Ekas, Klaproos 36, Eemnes.
Ir. F. H. Groen, Berkelseweg 98, Bergschenhoek.
Ir. G. H. Heebels, Schuberthof 39, Alphen aan de Rijn.
Prof. ir. J. M. L. Janssen, Drienerveldweg 72, Enschede.
W. B. S. M. Kneefel, van Galenstraat 7, Noordwijk.
E. L. Ros, Ridderspoorweg 48, 's-Gravenhage
Dr. ir. A. F. Schwarz, Gebbenlaan 37, Delft.
Ir. J. W. Slotboom, Dreef 21, Eersel.
Ir. T. W. van Steenbergen, 20 Rue Pierre Ronsard, 91, Savigne sur Orge, Frankrijk.
Ir. J. A. H. van Voorthuizen, Thomas Jeffersonlaan 6, Rijswijk (Z.H.).